



ЗАГАЛЬНА
АСТРОНОМІЯ

Андрієвський С. М.
Кузьменков С. Г.
Захожай В. А.
Климишин І. А.

**С. М. АНДРІЄВСЬКИЙ
С. Г. КУЗЬМЕНКОВ
В. А. ЗАХОЖАЙ
І. А. КЛИМИШИН**

ЗАГАЛЬНА АСТРОНОМІЯ

Підручник для вищих навчальних закладів

Андрієвський С. М., Кузьменков С. Г., Захожай В. А., Климишин І. А.
3 14 Загальна астрономія: підручник / С. М. Андрієвський, С. Г. Кузьменков,
В. А. Захожай, І. А. Климишин. — Харків : ПромАрт, 2019. — 524 с. :
іл. 235, табл. 20., бібліогр. 11 назв.

ISBN 978-617-7634-37-8

У підручнику висвітлено основні досягнення Людства у пізнанні Всесвіту. Представлено інформацію про різні розділи та методи сучасної астрономії, результати експериментальних і теоретичних досліджень близького й далекого Космосу. Суттєву увагу приділено формуванню найважливіших понять астрономії і, головне, формуванню цілісної сучасної астрономічної картини світу.

Підручник призначено для студентів вищих навчальних закладів, передусім – астрономічних відділень класичних університетів і фізико-математичних відділень педагогічних університетів. Може бути використаний викладачами астрономії середніх навчальних закладів.

УДК 52(075.8)

Присвячується нашим батькам

ПЕРЕДМОВА

Упродовж тисячоліть історії Людства манлива краса зоряного неба була джерелом натхнення багатьох поетів та письменників. Можна лише згадати такий чудовий приклад, як вірш Дмитра Павличка:

Над нашим світом і під нашим світом
Є ще світи великі і малі,
Туди ми долітаєм тільки світлом
І музикою темної Землі.

Туди мене хтось ненастанно кличе,
Вистелює блакитом щемну путь;
Так, ніби прагне в сяйво тасмниче
Душі моєї подих обернуть.

Десь там у зорях мерехтить віола,
Льняна коса, як нива осяйна.
І кров моя бринить — палюча й гола, —
Немов небес віддалена струна.

Можливо, все, що пам'ятати треба
Мойй душі серед страждань і втіх,
Це — тільки карта зоряного неба
І поклик безміру — з очей твоїх!

Але за всіх часів з'являлися люди, які не лише милувалися красою зоряного неба, а й робили спробу відшукати відповіді на питання про те, що собою являють зорі й Сонце, яке місце посідає Земля серед інших космічних тіл. Нагромаджені упродовж століть нові астрономічні знання вели до поетапного звільнення від ідей геоцентризму та антропоцентризму — уявлення, за якими людина посідає центральне місце у Всесвіті. Першим кроком стало Коперникове «зупинив Сонце — зрушив Землю». Шеплі «змістив» Сонце на окраїну Галактики, Гершель і Габбл довели, що за ме-

жами нашої Галактики є неосяжне море інших таких самих велетенських зоряних систем. Далі Фрідман і Габбл переконали, що цей світ галактик розширюється, а Цвіккі дійшов висновку про існування у Всесвіті прихованої маси. Потім Леметр і Гамов дійшли висновку, що в перші миті існування наш Всесвіт пройшов фазу надвисокої щільності й температури, а Рісс, Шмідт і Перлмуттер виявили, що за червоних зміщень, більших за 0,5, розширення Всесвіту є прискореним; що в такий спосіб виявляє себе певна «темна енергія».

У пропонованому вашій увазі підручнику «Загальна астрономія» висвітлено основні досягнення Людства у пізнанні навколишнього Світу. Суттєву увагу приділено сучасним результатам експериментальних й теоретичних досліджень близького й далекого Космосу. Підручник значною мірою базується на «Астрономії» І. А. Климишина, яка побачила світ у 1994 році. Вдалу структуру «Астрономії» було збережено у навчальному посібнику, а потім і підручнику, які вийшли друком у 2007 і 2010 роках відповідно. Основні елементи цієї структури також збережено й у новому підручнику. За останні роки наука сягнула нових рубіжів, з'явилися нові дані про світ зір, нашої Галактики та інших галактик, планет і міжпланетного середовища. Ці нові дані було прийнято до уваги у роботі над підручником, який може стати в нагоді студентам I – IV курсів університетів.

Сподіваємося, що цей підручник допоможе знайти молодому поколінню стежку до правильного розуміння будови Всесвіту, який нас оточує, пізнати і зрозуміти закони, що керують ним. Все це є необхідною умовою формування світогляду сучасної Людини.

Автори вдячні співробітникам науково-дослідного інституту «Астрономічна обсерваторія» і кафедри астрономії Одеського національного університету імені І. І. Мечникова, зокрема Глазуновій Л. В., Горбаньову Ю. М., Пальцеву М. Г. за критичний розгляд матеріалу деяких розділів; особливу вдячність висловлюємо Стогнєєвій І. О., Кабановій Т. І. і Мурнікову Б. О. за той великий обсяг роботи, який було виконано під час підготовки попередніх видань до друку. Окрема подяка Заслуженому вчителю України Янишину В. М. (м. Івано-Франківськ) та учителеві-методисту Шемелі М. А. (м. Тернопіль) за цінні зауваження як щодо змісту, так і чіткості викладу окремих розділів, зокрема космології, а також асистентці кафедри фізики та методики її навчання Херсонського державного університету Бабенко М. О. за допомогу у підготовці багатьох рисунків. Наша велика подяка Кравчуку Андрію (м. Червоноград) за копітку роботу зі створення макета цього підручника, а також Ванчак Марії (м. Львів), яка цьому посприяла.

Вступ

1. Предмет астрономії. Підрозділи астрономії

Астрономія (від гр. $\alpha\sigma\tau\rho\nu$ — світило і $\nu\omicron\mu\omicron\varsigma$ — закон) — наука про рух, будову і розвиток небесних світил та їхніх систем. Вона вивчає також форму, розміри і масу небесних тіл, фізичний стан речовини, з якої вони складаються, їхній хімічний склад та його зміну з часом.

Астрономія тісно пов'язана з фізикою, хімією, математикою. Порівнюючи роботу астронома з працею інших учених, можна помітити її відмінність від них. Адже фізики та хіміки, біологи чи геологи можуть вивчати той чи інший зразок, маючи його безпосередньо перед собою, вони можуть штучно створювати ті чи інші умови і досліджувати, як зміна цих умов може впливати на перебіг певного фізичного чи хімічного процесу. Астроном же перебуває, як прийнято висловлюватися, на дні повітряного океану і лише вловлює слабкі світлові потоки, які надходять до нього від того чи іншого небесного світила.

І все ж, не виходячи зі своєї астрономічної обсерваторії, астроном визначає відстань до небесного об'єкта, температуру на його поверхні, його масу, хімічний склад атмосфери, з'ясовує будову зоряних надр, накреслює шляхи розвитку зір упродовж мільярдів років.

Образно кажучи, сучасна астрономія утримується на трьох китах. Це, по-перше, потужна світлоприймальна техніка: телескопи з допоміжними приладами і реєструвальними пристроями. По-друге, це сукупність ідей і методів теоретичної фізики, розроблених за останні триста років. І, по-третє, увесь складний і різноманітний математичний апарат, передовсім диференціальне, інтегральне і тензорне числення, нові методи дослідження розшарованих багатовимірних просторів тощо.

Сьогодні астрономію поділяють на окремі розділи, причому в кожному з них використовують властиві лише даному розділу методи досліджень, типи інструментів, математичний апарат. Наведемо основні з них.

Астрометрія (від гр. $\alpha\sigma\tau\rho\nu$ — зоря і $\mu\epsilon\tau\rho\epsilon\omega$ — вимірюю) — розділ астрономії, в якому вивчають методи вимірювання точних положень небесних світил, кутових відстаней між ними, визначення географічних координат

нат і азимутів на земній поверхні та вимірювання часу. Астрометрію поділяють на сферичну астрономію, практичну астрономію, фундаментальну астрометрію, а також службу часу і службу широти. Головне завдання астрометрії — побудова фундаментальної системи координат для потреб науки та народного господарства.

Небесна механіка вивчає рухи небесних тіл, насамперед тіл Сонячної системи, на підставі основних законів механіки і закону всесвітнього тяжіння, форму і масу небесних тіл, стійкість Сонячної системи, систем зір і галактик. Один з її підрозділів — теоретична астрономія — займається визначенням елементів орбіт планет, астероїдів та комет, а також обчисленням їхніх ефемерид, тобто положень на небесній сфері на декілька років наперед (його ще називають ефемеридною астрономією).

Астрофізика — розділ астрономії, що досліджує фізичну природу, хімічний склад і внутрішню будову небесних тіл, передусім зір. Практична астрофізика розробляє методи спостережень і опрацювання отриманих результатів. Теоретична астрофізика пояснює спостережувані явища та фізичні процеси, спричинені ними, за допомогою законів фізики.

Зоряна астрономія займається вивченням будови і розвитку зоряних систем, до складу яких входять кратні зорі, зоряні скупчення і асоціації, галактики та їх об'єднання різного ступеня ієрархії (групи, скупчення, надскупчення).

Космогонія (від гр. *κοσμος* — Всесвіт, *γονη* — породження) — наука про походження і розвиток небесних тіл та їхніх систем.

Космологія (від гр. *κοσμος* — Всесвіт, *λογος* — вчення) наука про походження, загальний устрій та еволюцію Всесвіту.

Починаючи з 50-х років ХХ століття, стали з'являтися нові розділи астрономії — радіоастрономія, рентгенівська астрономія, гамма-астрономія, нейтринна астрономія і навіть гравітаційно-хвильова астрономія. Вони дають змогу вивчати небесні тіла в нових спектральних діапазонах (здебільшого з борта орбітальної станції чи міжпланетного космічного апарата). За допомогою радіоінтерферометрів з наддовгою базою можна з надзвичайною точністю визначати координати радіоджерел, їхню внутрішню структуру тощо, тобто розв'язувати певні проблеми астрометрії. Шляхом реєстрації нейтрино вдається скласти певні уявлення про фізичні умови в глибоких надрах Сонця.

2. Загальна картина будови Всесвіту

Астрономія, як наука, існує близько 6000 років. Завдяки зусиллям багатьох поколінь астрономів поступово складалася загальна картина будови Всесвіту. Сьогоднішні уявлення про Всесвіт істотно відрізняються від тих, що були на початку ХХ ст. До початку ХІХ ст. астрономи вивчали лише

Сонячну систему, у XIX ст. — уже нашу Галактику, і лише в XX ст. вони досягли світу інших галактик, який, як виявлено, розширюється, до того ж — з прискоренням.

Відповідно добирали масштабні одиниці для вимірювання відстаней. Наприклад, відстань до Місяця вимірювали в милях чи кілометрах. У межах Сонячної системи зручною виявилася астрономічна одиниця — відстань від Землі до Сонця ($1 \text{ а. о.} = 149,6 \cdot 10^9 \text{ м}$). У процесі досліджень об'єктів Галактики довелося ввести такі одиниці, як світловий рік — відстань, яку світло проходить за один рік ($1 \text{ св. рік} = 63\,240 \text{ а. о.} = 9,5 \cdot 10^{15} \text{ м}$), і парсек — відстань, з якої радіус земної орбіти видно під кутом $1''$ ($1 \text{ пк} = 206\,265 \text{ а. о.} = 3,26 \text{ св. роки} = 3,09 \cdot 10^{16} \text{ м}$).

Сьогодні астрономи зуміли заглибитися у Всесвіт на відстані, звідки світлові промені йдуть до Землі понад 10 млрд років. Тут уже використовують таку масштабну одиницю, як мегапарсек — мільйон парсеків ($1 \text{ Мпк} = 10^6 \text{ пк}$). У науково-популярній літературі частіше для позначення відстаней вживають мільйони і мільярди світлових років. Саме на відстані близько 10 млрд св. років і проходить у наш час горизонт науки. Про все, що перебуває за цим горизонтом, можна лише здогадуватися. Одним із головних об'єктів дослідження астрономії є наша Сонячна система. Її центральним тілом є Сонце — розжарена газова куля, радіус якої у 109 разів більший за радіус Землі. Навколо Сонця на різних відстанях від нього обертаються вісім великих планет — Меркурій, Венера, Земля, Марс, Юпітер, Сатурн, Уран і Нептун. Разом з планетами рухаються їхні супутники. Крім згаданих великих планет, навколо Сонця обертаються так звані карликові планети, величезна кількість астероїдів і комет. Уся ж Сонячна система заповнена метеорною речовиною — пиловими частинками, дрібними уламками твердих тіл і нерівномірно розсіяним газом.

Радіус Сонячної системи оцінюють у 1000 а. о. (хоча, можливо, він досягає 100 000 а. о.). Найближча до нас зоря розташована у сузір'ї Кентавра, відстань до неї — 4,3 св. роки. Якщо змодельювати будову Сонячної системи так, що відстань Земля–Сонце дорівнює 1 см, то згадана найближча зоря в такій моделі перебувала б на відстані 2 км. Зорі, як і наше Сонце, — це велетенські газові кулі, що випромінюють енергію завдяки синтезу в їхніх надрах ядер Гелію і складніших ядер інших хімічних елементів. Більше 200 млрд зір об'єднані в гігантську зоряну систему — Галактику. Основну частину її зір неозброєним оком бачимо у вигляді Чумацького Шляху. Усі зорі в Галактиці, у тому числі і Сонце, рухаються навколо центра Галактики, її ядра. Сама Галактика також рухається як єдине ціле у просторі.

Серед декількох мільярдів зір, що їх можна спостерігати і вивчати за допомогою сучасних телескопів, є близько 50 000 змінних зір, яскравість яких у той чи інший спосіб змінюється. Зорі бувають різних розмірів і потужностей. Є зорі-гіганти, радіуси яких у десятки, сотні і навіть тися-

чі разів більші від сонячного, тоді як радіуси нейтронних зір становлять 15–20 км. У Галактиці є також велетенські газово-пилкові хмари — туманності, крім того вся Галактика заповнена розрідженим міжзоряним газом і пронизана магнітними полями. Значна частина зір об'єднана в системи, що складаються з двох, трьох і більше компонентів. Частина зір Галактики об'єднується у скупчення. Ученим відомо понад 2000 розсіяних і близько 160 кулястих зоряних скупчень.

Галактика має лінзоподібну (точніше — спіральну) форму, її діаметр досягає 100 000 св. років, товщина — 10 000 св. років.

За межами нашої Галактики вже виявлено сотні мільйонів таких самих зоряних систем, які, однак, відрізняються розмірами і кількістю зір. Є галактики-гіганти, є галактики-карлики. Вони об'єднуються у скупчення галактик. Аналіз показує, що у великих масштабах розподіл галактик у просторі нагадує швейцарський сир: скупчення великої кількості галактик чергуються з порожнинами, які отримали назву каверн, або войдів.

За формою галактики надто різноманітні. Є спіральні, еліптичні і неправильні галактики, є такі, що інтенсивно взаємодіють між собою. Окремі галактики проявляють своєрідну активність, викидаючи зі своїх ядер величезні згустки речовини. Природа цієї активності остаточно не з'ясована.

Виявлено також квазари — об'єкти, що мають вигляд звичайних зір, але є потужними джерелами радіовипромінювання. За сучасними уявленнями — це ядра галактик-гігантів. Як уже сказано, увесь цей світ галактик розширюється. Важливу роль тут відіграє «темна матерія», а також «темна енергія», щодо природи яких дискусії лише розпочинаються. Зокрема, зроблено висновок, що на рівні надскупчень галактик понад 95% їхньої маси — це «темна матерія», так що «насправді ми не знаємо, з чого складається наш Всесвіт».

3. Виникнення і розвиток астрономії

Певні астрономічні знання потрібні були людям від початку становлення цивілізації. Пастухам для того, щоб орієнтуватися у безкрайніх степах, визначати бодай приблизно час, коли можна переганяти стада і отари з рівнин у передгір'я і восени назад. Хліборобам — щоб знати, коли надходить час сівби та інших рільничих робіт.

Стосувалося це також мешканців Давнього Єгипту, які заселяли береги ріки Ніл п'ять–сім тисяч років тому. Унаслідок випадання у верхів'ї Нілу дощів вода цієї могутньої ріки щороку виходила з берегів, перетворюючи велику площу в озеро (в околицях теперішнього Каїра вода підіймалася на 8 м). І траплялося це 4000 років до н. е. через сім днів після першої появи на ранковому небі зорі Сіріус (у 3500 р. до н. е. — через три дні, у

3000 р. одночасно; причиною такого зсуву є прецесія земної осі, про що див. далі). Однак, не знаючи причини, що призводила до розливу ріки, давні астрономи (це буди жерці) за спостереженнями зоряного неба могли попереджувати населення країни про момент настання повені.

Потрібною була астрономія і мореплавцям, хоча надто тривалий час вони намагалися плавати так, щоб не втрачати з очей берега.

На світанку цивілізації в людей виникла потреба вимірювати час, мати певні методи його обліку. Так виникали календарі з добами, місяцями і роками. Ці одиниці лічби часу дала людям природа, бо ж тут було використано зміни дня й ночі, фаз Місяця і пір року. Проте і проміжок часу, за який Місяць змінює свої фази (29,53 діб), і тривалість так званого тропічного року, після якого Сонце займає таке саме положення на небі і повторюються пори року (365,2422 діб), є несумірними з добою. Визначити справжню тривалість згаданого астрономічного прообразу календарної одиниці лічби часу було не так легко, особливо це стосується визначення тривалості тропічного року. Тому майже кожне плем'я в минулому мало свій власний календар. Усі ці календарі були явно недосконалими, бо потрібно було добирати таку кількість днів у місяці, у році, щоб за довгий проміжок часу утримувати початок календарного місяця або року на певній фазі Місяця чи на початку певного сезону. А, отже, потрібно було вставляти дні або, навпаки, вилучати їх з лічби.

Певну роль у розвитку астрономії зіграла астрологія — псевдонаука, яка за положенням світил на небі, зокрема планет, намагалася прогнозувати долю окремої людини чи цілої держави в майбутньому. Колись життя людей було насичене війнами, стихійними лихами, спустошливими пошестями, гинули сотні тисяч людей. Чому ж одного року в країні був мир і достаток, іншого — засуха, неврожай, голод і війна з сусідами? Відповідь на це питання, як здавалося давнім людям, можна було знайти на небі. Вона нібито залежить від того, де перебуває та чи інша планета. Не дивно, що ці світила майже у всіх народів мали імена богів; їх вважали «тлумачами» волі богів людям.

Для віщування долі певної людини астролог повинен був визначити, в якому сузір'ї була та чи інша планета в день народження цієї людини. Для цього потрібно було мати теорію, яка б давала змогу обчислювати положення планет серед зір на десятки років наперед або назад. Тому в той час, коли інші природничі науки тільки зароджувалися, астрономи, завдяки працям давньогрецького вченого Гіппарха (II ст. до н. е.) і александрійського астронома Птолемея (II ст. н. е.), ці завдання вже могли розв'язувати. Зауважимо, що таку теорію було розроблено, виходячи з хибних уявлень про те, що нібито Земля перебуває нерухомо в центрі світу. Так проявляється відносність руху.

Уже Гіппарх дійшов висновку, що в світі зір відбуваються певні зміни. І щоб полегшити наступним поколінням астрономів виявлення цих змін,

він увів поняття зоряних величин: найяскравіші зорі назвав зорями першої величини, найслабкіші — шостої (відповідні позначення 1^m та 6^m). Списки зір (зоряні каталоги), складені Гішпархом, Птолемеєм, а згодом і арабськими астрономами, зіграли важливу роль у подальшому розвитку уявлень про особливості будови нашої зоряної системи — Галактики (зокрема, за їхньою допомогою вдалося виявити власні рухи зір у просторі).

Справді революційною була публікація у 1543 р. праці видатного польського астронома Миколая Коперника, в якій він виклав свою геліоцентричну модель світу (від гр. 'Ηλιος — Сонце). Невдовзі Йоганнес Кеплер, опрацювавши двадцятирічні спостереження датського астронома Тихо Браге, сформулював три закони руху планет. Завдяки працям Ісаака Ньютона розпочався розвиток небесної механіки, була створена теорія руху великих планет, а в 1846 р. на підставі математичних розрахунків французького астронома Урбена Левер'є було відкрито планету Нептун.

Від часів італійського вченого Галілео Галілея, який першим сконструював телескоп-рефрактор і за його допомогою виявив супутники Юпітера, гори на Місяці, фази Венери, розклав Молочний Шлях на окремі зорі, за світилами спостерігають за допомогою телескопів, потужність яких невпинно зростає. Проте головним об'єктом вивчення довгий час була Сонячна система. Початок досліджень Галактики поклали праці англійського астронома Вільяма Гершеля. Завдяки дослідженням Йозефа Фраунгофера, а згодом Густава Кірхгофа та Роберта Бунзена розроблено метод спектрального аналізу. З середини XIX ст. в астрономії використовують фотографію. Ці два методи включає в себе астрофізика. Уже в 1869 р. американський астрофізик Гомер Лейн уперше оцінив температуру на поверхні Сонця, а децю раніше (1863 р.) англієць Вільям Хаггінс, дослідивши спектри понад 20 зір, виявив, що в зорях містяться ті самі хімічні елементи (Гідроген, Натрій, Магній, Кальцій і Ферум), що й на Землі та Сонці. Тоді ж завдяки працям італійського астронома Анджело Секкі розпочали систематизацію спектрів зір. На початку XX ст. здійснено класифікацію зір за їхніми спектрами, під кінець 40-х років з'ясовано природу джерел енергії зір та розраховано перші схеми їхньої еволюції.

У 1924 р. американський астроном Едвін Габбл довів, що так звані еліптичні та спіральні туманності насправді є позагалактичними об'єктами, такими самими, як і наша Галактика, зоряними системами; він перший їх класифікував. У 1929 р. він визначив, що цей світ галактик розширюється. З 1963 р. відомо, що в галактичному світі є потужні джерела радіовипромінювання — квазари. А з початку 80-х років розробляють теорію роздування Всесвіту на ранніх стадіях його розвитку. Нез'ясованою залишалася проблема формування як галактик, так і зір, планет. У свій час німецький філософ Іммануїл Кант висловився досить оптимістично: «Дайте мені матерію, і я збудую світ». У 1902 р. англійський астроном Джеймс Джинс розробив критерій гравітаційної нестійкості, згідно з яким протяж-

ні газопилові комплекси за певних співвідношень температури і густини в них розпадаються на окремі фрагменти, з яких у процесі гравітаційного стискання формуються галактики і зорі. Виявлене у 1965 р. реліктове радіовипромінювання засвідчило, що початковим у розвитку Всесвіту був стан надвисокої температури. Надшвидке роздування початково мікроскопічної вакуумної комірки виявляє себе у флуктуаціях температури згаданого випромінювання, а, отже, і густини речовини. Ці флуктуації виявлено і в 1992 і пізніших роках за допомогою космічних місій *COBE* і *WMAP*, також — стратосферних станцій *BOOMERanG* і *MAXIMA*. Їх аналіз підтвердив уже сформовані дещо раніше теоретичні уявлення щодо інших механізмів формування великомасштабних структур типу галактик та їх скупчень.

У наш час здійснюється синтез теорії тяжіння А. Айнштейна із фізикою елементарних частинок, який вже є визначальною теоретичною концепцією сучасної космології. Все очевиднішим стає зв'язок макроскопічних властивостей Всесвіту з мікроскопічними властивостями фізичного вакууму й елементарних частинок.

Сказане вже знайшло певне підтвердження в 1998 р., коли двома незалежними групами астрономів — завдяки реєстрації спалахів близько 80 наднових зір у найвіддаленіших галактиках — зроблено висновок: світ галактик розширюється із прискоренням. Тож йдеться про таку сутність фізичного вакууму як антигравітація — здатність розштовхувати звичну нам речовину. Тому-то крім уже згаданої темної матерії і введено поняття темної енергії. Саме із аналізу флуктуацій реліктового радіовипромінювання випливає: світної речовини у нашому Всесвіті лише близько 0,5 %, не-світної (але баріонної) — 3,5 %, екзотичної темної матерії, властивості якої поки що невідомі, — 23 %, темної енергії (переобчисленої в масу) — 73 %.

Частина I

**ОСНОВИ СФЕРИЧНОЇ
ТА ПРАКТИЧНОЇ
АСТРОНОМІЇ**

Розповідають, що на дверях Академії Платона було написано: «Хай не входить ніхто, хто не знає геометрії». Давньогрецькі вчені одним з основних для себе вважали питання про місце Землі у Всесвіті, дослідження і з'ясування особливостей руху «блукаючих світил» — планет — на небі, а в цілому — з'ясування найголовніших елементів світобудови. Світ тоді уявляли сферично-симетричним, тому особливу увагу приділяли геометрії на сфері, яка вже в V ст. до н. е. розвинулася як допоміжна астрономічна дисципліна.

Однією з найвідоміших праць із сферичної геометрії був трактат Автоліка з Пітани «Про сферу, яка обертається» (бл. 310 р. до н. е.). Зв'язок сферики з практичною астрономією чіткіше висвітлено у «Феноменах» Евкліда, який був сучасником Автоліка. Велику роль в історії науки зіграла «Сферика» Менелая, який працював в Александрії у I ст. н. е. Сферичній тригонометрії присвячено 13-й розділ першої книги «Альмагеста» Птолемея. Потреба у вимірюванні кутових відстаней між світилами на небі, у визначенні систем небесних координат зіграла значну роль у розвитку сферичної тригонометрії. Першою після винайдення книгодрукування (1452 р.) опублікованою книгою була Біблія. Але мало хто знає, що другою став «Трактат про сферу світу», написаний ще у 1256 р. англійцем Джоном із Голівуда (Сакробоско). І це є знаменним: жодна інша наука не вгамовує допитливості людини так, як це робить астрономія.

А щоб усвідомити, якими значними були труднощі давніх учених, доцільно пригадати, що поняття синуса сформулювали в часи Гіппарха, тоді як тангенса — лише в X ст.; що поняття десяткового дробу існує лише з 1585 р., а таблиці логарифмів з'явилися лише після 1614 р.

РОЗДІЛ 1

НЕБЕСНА СФЕРА. СИСТЕМИ НЕБЕСНИХ КООРДИНАТ

1.1. Зоряне небо. Сузір'я

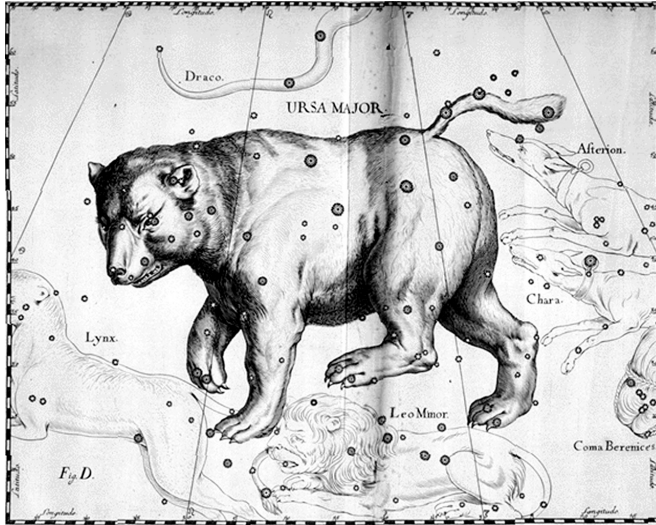
Погідної ночі на небосхилі неозбросним оком налічують близько 3000 зір. Приблизно стільки ж їх у цей момент перебуває під горизонтом спостерігача. Окремі групи найяскравіших зір давні люди об'єднували в сузір'я. У назвах сузір'їв вони відобразили свій побут і стиль мислення. Більшість назв, що їх ми використовуємо сьогодні, прийшли до нас із Давньої Греції, де вони склалися поступово упродовж сотень років.

Так, у поемі «Роботи і дні» давньогрецького поета Гесіода (VIII ст. до н. е.) згадано лише дві групи зір — Плеяди й Оріон. Гомер (VIII ст. до н. е.) називає ще Гіади, Боотеса (тобто Волопаса) і Ведмедицю (або Воза). Евдокс (IV ст. до н. е.) виділяв на зоряному небі 45 сузір'їв, а в «Альмагесті» Птолемея їх налічується вже 48. Після кругосвітньої подорожі Магеллана астрономи, вивчаючи небо південної півкулі, почали доповнювати список сузір'їв новими назвами. На початок XX ст. уже налічувалося 108 сузір'їв і дев'ять окремих груп зір типу Плеяд та Палиці Геркулеса. На конгресі Міжнародного Астрономічного Союзу в 1922 р. кількість сузір'їв було зменшено до 88. Тоді ж визначено нові межі між ними, які існують і тепер.

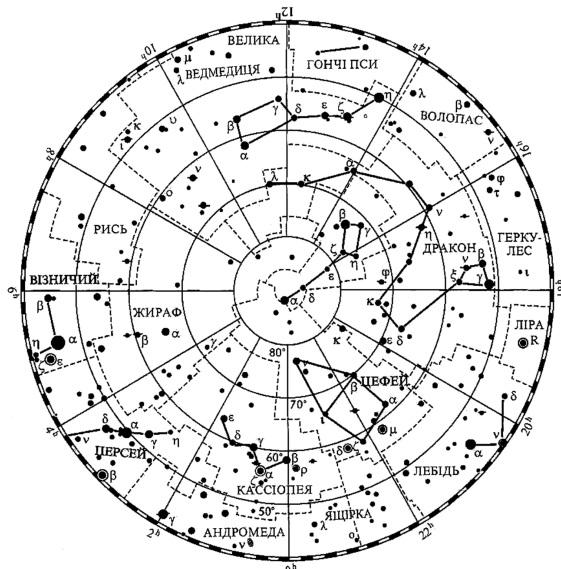
Окремі найяскравіші зорі (усього близько 250) мають свої власні назви (Сіріус, Антарес, Міцар, Мегрец, Альферац та ін.). В основному вони пішли від арабських астрономів, а дійшли до нас через німецьку наукову літературу. Тому не зайвим буде зауважити, що кращою є англійська вимова цих назв, бо вона часто ближча до первісного арабського звучання, наприклад, Мізар, Мегрез, Альфераз тощо.

У минулому астрономи визначали положення окремих зір за місцем, яке вони займають на рисунку істоти, назву якої має це сузір'я (рис. 1.1). У 1540 р. італійський астроном Пікколоміні позначив зорі у кожному окремому сузір'ї грецькими літерами α , β , γ і т. д. у порядку зменшення їхнього

видимого блиску. Пізніше англійський астроном Джон Флемстід увів традицію позначати зорі (також у межах кожного сузір'я) порядковими номерами, що частково збереглося дотепер (наприклад, зоря $\beta 1$ Лебедя, 40 Рака та ін.).



а)



б)

Рис. 1.1. Сузір'я Великої Ведмедиці:
а) в атласі Яна Гевелія «Уранографія» (1690 р.); б) на сучасній карті

Отже, сьогодні *сузір'я* — це ділянки, на які поділено зоряне небо (його площа в цілому — 41 253 квадратних градуси) для зручності в орієнтуванні. Уміння розпізнавати на небі окремі групи зір (сузір'я) та окремі зорі названо *астрогнозією* (від гр. *αστρον* — зоря та *γνωσις* — знання).

Сузір'я, на тлі яких здійснюється видимий річний рух Сонця на небі, називають *зодіакальними* (від гр. *ζωον* — тварина, оскільки значна частина з них має назви тварин). Кожне таке сузір'я позначають спеціальним знаком: Овен — ♈, Телець — ♉, Близнята — ♊, Рак — ♋, Лев — ♌, Діва — ♍, Терези — ♎, Скорпіон — ♏, Стрілець — ♐, Козоріг — ♑, Водолій — ♒, Риби — ♓.

1.2. Небесна сфера. Основні точки і кола на ній

Упродовж багатьох століть головною метою астрономічних спостережень було визначення кутових відстаней між окремими світилами. Давні астрономи не знали, що вони перебувають на різних відстанях від Землі, тому що на око різниця у цих відстанях не сприймається, а, отже, у земного спостерігача утворюється ілюзія розташування небесних світил на небесному склепінні, яке його оточує. Особливо виразно така ілюзія виникає безмарної зоряної ночі на плоскому відкритому просторі.

Існували уявлення про тверде кам'яне склепіння, яке оточує Землю, до нього нібито прикріплено зорі й планети і по ньому щоденно мандрує Сонце. Тому у давніх шумерів слово «на» означало і «небо», і «камінь». Згодом давні греки вважали, що існує «кришталева сфера». Це уявлення зберігалося до часів Кеплера, який навіть, як він уважав, обчислив відстань до такої сфери.

Зі сказаного можна уявити собі небо як велетенський глобус довільного радіуса, у центрі якого перебуває спостерігач. На цьому глобусі можна нанести певну координатну сітку, яка й дасть змогу визначати положення світил на небі. З цією метою вводиться поняття небесної сфери.

Небесна сфера — уявна допоміжна сфера довільного радіуса з центром у точці спостереження, на яку спроектовано всі світила так, як їх бачить спостерігач у певний момент часу з певної точки простору (тобто кожен спостерігач «будує» свою уявну небесну сферу).

Запровадження поняття небесної сфери, хоч воно і не має фізичного сенсу, надає очевидну перевагу, оскільки дає змогу легко зрозуміти причину добових і річних змін у положенні небесних світил, і, що ще важливіше, — передбачити положення небесного світила у будь-який момент часу.

Щоб охарактеризувати якесь певне явище на небі, нам достатньо використати тільки дві координати, а саме, дві кутові змінні, які фіксують по-

ложення небесного тіла на уявній сфері і визначають його видиме переміщення на ній. Кожен із кутів утворений двома геометричними променями, один з яких спрямований від спостерігача на небесне світило, а другий має бути зафіксованим (тобто пов'язаним із виділеною площиною).

Як відомо, результатом перерізу площини зі сферою є коло. При цьому, якщо площина проходить через центр сфери, коло називають великим, в усіх інших випадках — малим.

Для спостерігача на поверхні Землі (Землю, заради спрощення і зручності міркувань, вважаємо ідеальною кулею) можна побудувати дотичну площину. Ця площина буде перпендикулярна до лінії, що проходить через центр Землі і точку, де перебуває спостерігач. Площина має назву *математичного горизонту* (іншими словами, ідеального горизонту, не порушеного наявністю нерівностей на поверхні Землі). Лінію, що проходить через спостерігача і центр Землі, називають *прямовисною лінією* (наочний приклад, який дає змогу уявити собі відрізок прямовисної лінії, — це нитка у руці спостерігача з підвішеним до неї тягарцем). Спостерігач зображений на рис. 1.2.

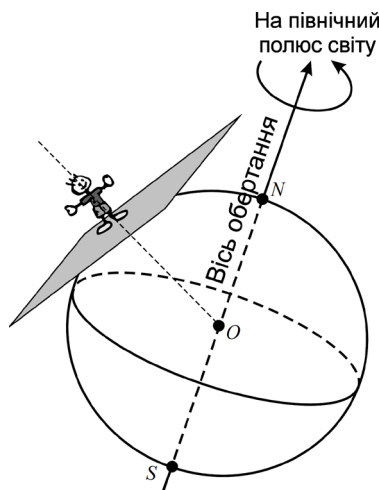


Рис. 1.2. Спостерігач на поверхні Землі

Якщо знехтувати розмірами Землі і в уяві помістити спостерігача у центральну точку небесної сфери, зберігаючи при цьому просторову орієнтацію площини його математичного горизонту і прямовисної лінії, а потім продовжити площину горизонту і прямовисну лінію до уявної небесної сфери, одержимо такі важливі елементи останньої. Перетин прямовисної лінії спостерігача з небесною сферою утворює дві точки: *зеніт* (точка Z прямо над головою спостерігача) і *надир* (діаметрально протилежна точка небесної сфери Z' , яка є під горизонтом). Велике коло небесної сфе-

ри, утворене перетином площини математичного горизонту спостерігача з небесною сферою, називають просто *горизонтом*. Площина горизонту поділяє небесну сферу на дві півкулі — видимої (та, що розташована над площиною горизонту) і невидимої — під площиною горизонту.

Візьмемо до уваги те, що Земля обертається навколо своєї осі (зауважимо, що обертання відбувається із заходу на схід, або проти годинникової стрілки, якщо дивитися з північного полюса земної кулі). Вісь обертання Землі — це уявна лінія, яка визначається тим, що траєкторії всіх точок поверхні Землі, яка обертається, є концентричними колами, центри яких розташовані на ній. Ті точки поверхні Землі, які перебувають на осі обертання, у самому обертанні участі не беруть. Таких особливих точок є дві — *північний географічний полюс* і *південний географічний полюс*. Чим далі від полюса розташована точка земної поверхні, тим більше за розміром коло вона описує, беручи участь в обертальному русі Землі. Найбільше за діаметром із усіх концентричних кіл називають земним *екватором*.

Якщо вісь обертання Землі і площину земного екватора продовжити до уявної небесної сфери, одержимо такі елементи. *Вісь світу* спостерігача — це лінія, паралельна (або, в окремому випадку, така, що збігається) до осі обертання Землі, а її перетин із небесною сферою визначає дві точки: *північний полюс світу* (P) і *південний полюс світу* (P'). Площина, яка паралельна до площини земного екватора, (або, в окремому випадку, така, що збігається з нею), перетинається із небесною сферою по великому колу, яке називають *небесним екватором*. Графічне зображення визначених точок і ліній небесної сфери подано на рис. 1.3. На ньому також показані ще чотири важливі точки. Дві з них — *точка півночі* і *точка півдня* — належать площині горизонту спостерігача і утворені перетином великого кола, яке проходить через зеніт і надир спостерігача, а також через північний і південний полюси світу, з площиною математичного горизонту. Таке вказане вище коло називають *небесним меридіаном*. Точка півночі (N) — це та точка горизонту спостерігача, яка є найближчою до північного полюсу світу, а точка півдня (S) розташована ближче до південного полюса світу. Точки *заходу* (W) і *сходу* (E) належать площині горизонту спостерігача, а їх положення визначається перетином площини небесного екватора і площини математичного горизонту спостерігача. Точка заходу — це та, переміщення з якої до точки півдня (S), а потім до точки сходу (E) відбувається проти годинникової стрілки, якщо дивитися з зеніту. Природна річ, кутова відстань між точками W , S , E і N точно дорівнює 90° .

Небесний меридіан ділить небесну сферу на дві півкулі: східну і західну. Площина небесного меридіана перетинається з площиною математичного горизонту по прямій лінії, яку називають *полуденною лінією*.

Площина небесного екватора поділяє небесну сферу на дві півкулі — північну (яка містить північний полюс світу, рис. 1.3) і південну (містить південний полюс світу). Тут необхідно підкреслити таку важливу особли-

вість: у кожного спостерігача на поверхні Землі своя власна площина математичного горизонту і своя прямовисна лінія. Площини ж небесного екватора і вісь світу для всіх спостерігачів збігаються, або паралельні. Тому під час переміщення спостерігача по опуклій поверхні Землі орієнтація його власної площини горизонту відносно площини небесного екватора, яка переноситься паралельно, буде змінюватися (тобто буде змінюватися кут між цими площинами).

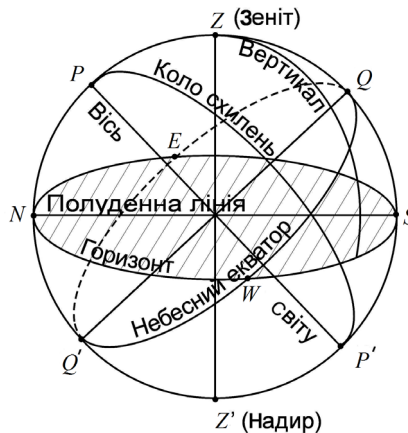


Рис. 1.3. Точки і лінії небесної сфери

Кожне велике коло небесної сфери, яке проходить через зеніт і надир називають *вертикалом*. Той вертикал, який проходить через точку сходу, називають *першим вертикалом*.

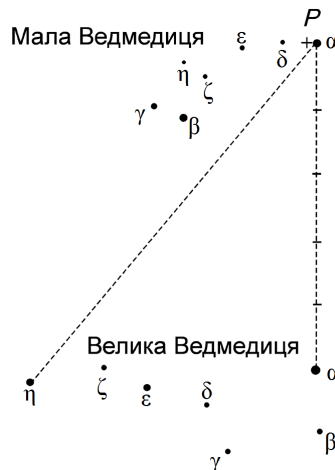


Рис. 1.4. Положення північного полюса світу серед зір

Велике коло, яке проходить через полюси світу, називають *колом схилень* (рідше *годинним колом* світила M).

Екліптика — це велике коло, по якому центр диска Сонця здійснює видимий річний рух на небесній сфері. Площина екліптики нахилена до площини небесного екватора під кутом ϵ , який на початок 2018 р. становив $23^{\circ}26'13,02''$. Точки перетину екліптики з небесним екватором називають *точками весняного і осіннього рівнодень*. Через точку весняного рівнодення (її позначають знаком сузір'я Овна (Υ)) Сонце 20 (або 21) березня переходить з південної півкулі неба в північну. Через точку осіннього рівнодення ♎ (це знак сузір'я Терезів) 22 (або 23) вересня Сонце переходить з північної півкулі неба в південну. Точки екліптики, віддалені на 90° від точок рівнодень, названо *точками сонцестоянь*.

Перпендикуляр до площини екліптики, проведений через центр небесної сфери, перетинається з небесною сферою у *полюсах екліптики*. Північний полюс екліптики перебуває в сузір'ї Дракона. Велике коло, яке проходить через полюси екліптики, називають *колом екліптичної широти*.

Для глибшого вивчення перелічених тут понять доцільним є проведення декількох занять у *планетарії*.

1.3. Обертання небесної сфери. Кульмінації світил

Спостереження зоряного неба показують, що небесна сфера повільно обертається в напрямку зі сходу на захід. Зорі й сузір'я підіймаються над горизонтом у східній частині неба і ховаються за горизонт у західній. Для спостерігача у північній півкулі Землі, який стоїть обличчям до півдня, це обертання небесної сфери відбувається за годинниковою стрілкою, зліва направо. Для спостерігача, який перебуває у південній півкулі (наприклад, в Австралії), навпаки, Сонце сходить справа і, рухаючись проти годинникової стрілки, заходить зліва. Так само зміщуються на небосхилі зорі.

Як знаємо, цей видимий обертальний рух небесної сфери є ілюзорним. Бо насправді це Земля обертається навколо своєї осі, і цьому є багато доказів. Наприклад, площина коливання маятника Фуко, намагаючись зберегти своє положення відносно далеких зір, відносно земних орієнтирів повертається навколо вертикалі. Іншим доказом, про що йтиметься далі (див. розділ 4), є сплюснутість Землі біля полюсів: екваторіальний радіус Землі трохи більший за полярний.

Видиме обертання небесної сфери прийнято називати *добовим обертанням* (або *добовим рухом*), оскільки його період дорівнює одній добі (поняття доби уточнене нижче). Як згадано, це обертання здійснюється навколо осі світу. Насправді обертальний рух відбувається навколо осі обертання Землі. Проте радіус Землі надзвичайно малий порівняно з відстанями до зір, і ця різниця для спостерігача, який перебуває на поверхні, а не в центрі Землі, непомітна.

Унаслідок добового руху зорі на небі описують кола різної величини — тим менші, чим ближче до полюса світу розташована зоря. Нині північний

полюс світу перебуває на кутовій відстані близько 40' від Полярної зорі у сузір'ї Малої Ведмедиці (див. рис. 1.4). Це значення впродовж менш ніж сторіччя буде зменшуватися, поки не досягне мінімуму у березні–червні 2102 року — 27,5', після чого почне збільшуватися. Причину зменшення цієї відстані (завдяки прецесії) наведемо нижче.

Унаслідок добового обертання небесної сфери кожне світило двічі перетинає небесний меридіан. Явище проходження світила через небесний меридіан називають *кульмінацією світила* (від лат. *culmen* — верх). У *верхній* кульмінації світило перетинає небесний меридіан ближче до зеніту, ніж у *нижній* кульмінації.

1.4. Поняття про добу. Зоряний час

Ритмічне обертання небесної сфери, повторення явищ сходу і заходу світил, їхніх кульмінацій дали людям природну одиницю лічби часу — *добу*. Залежно від того, що взяте за орієнтир на небі, відрізняють *сонячну* і *зоряну добу*.

Зоряна доба — це інтервал часу між двома послідовними верхніми кульмінаціями точки весняного рівнодення. Зоряний час s — це кількість годин (h), хвилин (m) та секунд (s), що минули від останньої верхньої кульмінації точки весняного рівнодення, причому зоряна доба дорівнює точно 24 годинам.

Оскільки повний оберт Землі відносно точки Υ становить 360° , а в зоряній добі налічується 24 години, у кожній годині 60 хв (60^m), у хвилині 60 с (60^s), то маємо таке очевидне співвідношення: $1 \text{ год} \equiv 15^\circ$, $4^m \equiv 1^\circ$ і т. д.

Однак Земля — куля. У кожній її точці, точніше на різних географічних меридіанах, кульмінація точки весняного рівнодення настає в різні моменти. Якщо позначити через S_0 зоряний час на нульовому грінвіцькому меридіані в точці G , то для спостерігача, який перебуває на схід від Грінвіча (у точці O) і географічна довгота якого λ , зоряний час (рис. 1.5) дорівнює:

$$s = S_0 + \lambda. \quad (1.1)$$

Грінвіцький зоряний час S_0 на початок доби можна знайти в «Астрономічних календарях». Наближену формулу для його обчислення наведено у підрозділі 2.6.

1.5. Системи небесних координат

Якісний розгляд добового руху світил, проведений вище, необхідно доповнити кількісними співвідношеннями, які дають змогу визначити координати будь-якої точки небесної сфери на будь-який момент часу.

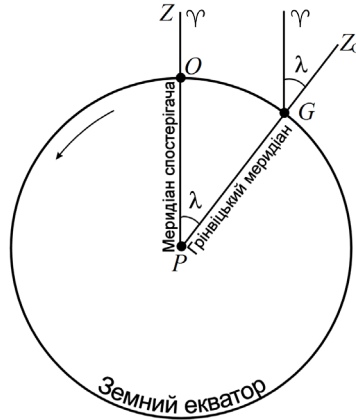


Рис. 1.5. Визначення зв'язку між місцевим s і грінвіцьким S_0 зоряним часом: якщо для спостерігача на земному екваторі, який перебуває у точці O , точка весняного рівнодення перебуває в зеніті, то для спостерігача на нульовому географічному меридіані вона розташована на кутовій відстані λ від небесного меридіана, а її верхня кульмінація відбудеться через λ годин

Положення світила на небесній сфері визначають двома координатами. Залежно від того, яку площину вважають основною, система небесних координат може бути *горизонтальною* (основна площина — площина горизонту спостерігача), *екваторіальною* (площина небесного екватора), *екліптичною* (площина екліптики).

Горизонтальна система координат. Тут використовують такі координати: *азимут A* і *кутову висоту h* (рис. 1.6).

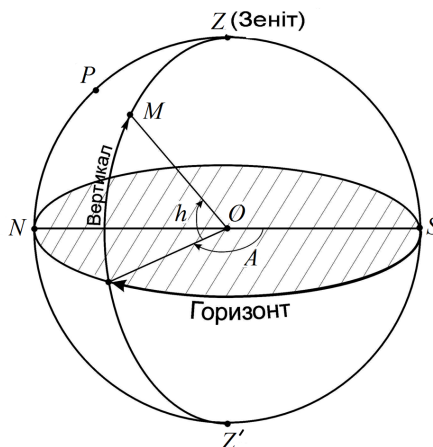


Рис. 1.6. Горизонтальна система небесних координат; стрілками вказано напрямки відліку азимута A і кутової висоти h

Азимутом A світила M називають кут між площиною небесного меридіана і площиною вертикала світила. Азимут A світила відлічують від точки півдня S уздовж горизонту в бік заходу до вертикала світила.

Кутову висоту h світила визначають, як кут між променем спостерігач – світило і уявною проекцією цього променя на площину математичного горизонту уздовж вертикала світила. Замість кутової висоти h часто застосовують альтернативну координату z — *зенітну відстань* світила. З рис. 1.6 видно, що $z = 90^\circ - h$.

Як азимут A , так і висоту h світила M вимірюють у градусах: азимут — від 0° до 360° , висоту — від 0° до $+90^\circ$ для світил, що перебувають над горизонтом, і від 0° до -90° для світил, що перебувають під горизонтом. Координата z змінюється у межах від 0° до 180° .

Горизонтальна система небесних координат є доволі простою, однак її особливістю є те, що внаслідок добового обертання небесної сфери кожна з координат світила тут безперервно змінюється.

Перша екваторіальна система небесних координат. Якщо в горизонтальній системі небесних координат основою площиною є площина горизонту, то тут — площина небесного екватора. Відповідно дві координати такі: годинний кут t світила M і його схилення δ (рис. 1.7).

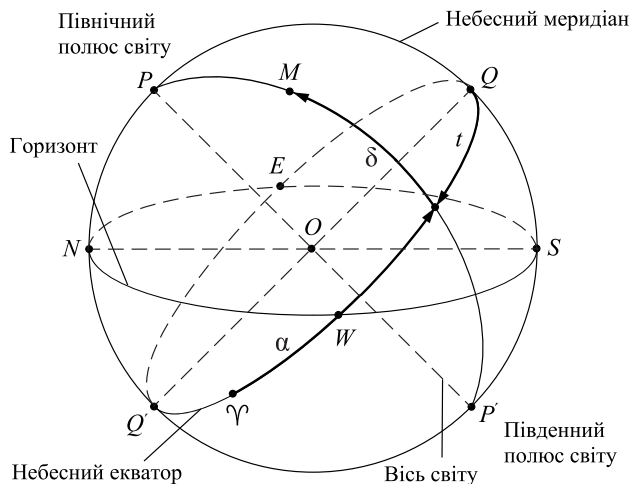


Рис. 1.7. Екваторіальні системи небесних координат; стрілками вказано напрямки відліку годинного кута t , прямого піднесення α і схилення δ

Годинний кут t світила M — це кут між площиною небесного меридіана і площиною кола схилення світила. Він вимірюється дугою небесного екватора від найвищої його точки Q у бік заходу до кола схилення світила.

Схиленням δ світила M називають центральний кут між площиною небесного екватора і напрямком на світило, виміряний у площині кола схи-

лень. Схилення δ світила M відлічують від небесного екватора уздовж кола схилень до світила.

Годинний кут світила вимірюють у годинах (хвилинах, секундах) від 0^h (світило у верхній кульмінації) до 24^h (знову у верхній кульмінації). Якщо годинний кут світила $t = 12^h$, то світило перебуває у нижній кульмінації. Іноді годинний кут світила задають у градусах. Як уже згадано, перехід до годинної міри здійснюють з розрахунку, що $1^h \equiv 15^\circ$. Під час розв'язування задач на схід і захід світил (див. далі) іноді отримують від'ємні значення t . Додаючи ж 24^h , легко можна перейти до звичного відліку годинного кута. Наприклад, значення $t = -1^h$ еквівалентне записові $t = 23^h$ тощо.

Схилення світила δ вимірюють від 0° (світило на небесному екваторі) до $+90^\circ$ у бік північного полюса світу і від 0° до -90° у південній півкулі небесної сфери.

Неважко зрозуміти, що для віддалених світил (наприклад, зір) в екваторіальній системі одна з координат — схилення світила δ — в процесі добового обертання небесної сфери залишається незмінною. Інша — годинний кут t — безперервно зростає.

Проте для того, щоб вказати, де перебуває те чи інше світило на небі, потрібно вибрати на небесному екваторі якусь точку, від якої можна було б відлічувати кутові відстані кіл схилень світил. Для цього і вводять ще одну систему екваторіальних координат.

Друга екваторіальна система небесних координат. Нагадаємо, що для визначення сітки координат на Землі за основні кола прийнято екватор і нульовий грінвіцький меридіан. *Географічну довготу* λ відлічують від згаданого нульового меридіана вздовж екватора до меридіана спостерігача. *Географічну широту* φ вимірюють від екватора вздовж меридіана до відповідного пункту земної поверхні. При цьому звичайно вказують напрямком відліку (наприклад, 40° східної довготи, 50° північної широти).

Отже, задаючи пару чисел λ і φ , за допомогою глобуса або карти легко знаходимо відповідну точку земної поверхні. Щодо небесних світил, то такі ж можливості дає друга екваторіальна система небесних координат. За основну точку для відліку однієї з координат тут беруть точку весняного рівнодення Υ або, для повної аналогії з нульовим меридіаном на Землі, — коло схилень, яке проходить через точку Υ і називається *колом рівнодення*. Відповідно у цій системі використовують такі координати: *пряме піднесення* (пряме сходження) α світила M і його схилення δ (рис. 1.7).

Прямим піднесенням α світила M називають центральний кут між напрямком від спостерігача на точку весняного рівнодення і площиною кола схилення світила, виміряний у площині небесного екватора. Пряме піднесення α світила M відлічують від точки весняного рівнодення назустріч видимому обертанню небесної сфери до кола схилення світила (див. рис. 1.7). Пряме піднесення α вимірюють у годинах (хвилинах, секундах) від 0^h до 24^h . З рис. 1.7 видно, що для кожного світила виконується рівність:

$$\alpha + t = s. \quad (1.2)$$

Схилення світила δ — та сама координата, що й у першій екваторіальній системі координат.

Визначення якомога точніших координат небесних світил α і δ — одне з головних завдань такого підрозділу астрономії, як *астрометрія*. Зокрема, координати сотень тисяч зір подаються у зоряних каталогах (від гр. *καταλόγος* — список), публікуються в астрономічних щорічниках. Виписавши з такого каталога координати α і δ світила та обчисливши зоряний час s на момент спостережень (про це див. нижче), астрономи знаходять із співвідношення (1.2) годинний кут світила $t = s - \alpha$, який і вказує положення світила відносно небесного меридіана на момент спостереження.

Екліптична система небесних координат. У деяких випадках, зокрема для обчислень положень на небі Сонця, планет або Місяця, використовують систему координат, в якій за основну прийнято площину екліптики, а за основну точку відліку — точку весняного рівнодення Υ . У цій системі використовують такі дві координати: *екліптичну довготу* λ і *екліптичну широту* β . Дві діаметрально протилежні точки небесної сфери, які поєднує пряма перпендикулярна до площини екліптики, називають полюсами екліптики. Велике коло небесної сфери, що проходить через обидва полюси екліптики і світило, зветься *колом широти* світила.

Екліптична довгота λ світила M — це центральний кут між напрямком на точку весняного рівнодення і площиною кола широти світила, виміряний у площині екліптики. Екліптичну довготу λ відлічують від точки весняного рівнодення уздовж екліптики назустріч видимому добовому обертанню небесної сфери до кола широти світила. Вимірюють її у градусах.

Екліптичною широтою β світила M називають центральний кут між площиною екліптики і напрямком на світило, виміряний у площині кола широти світила. Екліптичну широту β відлічують від екліптики вздовж кола широти до світила. Вимірюють її у градусах, вона додатна до північного полюса екліптики.

Існує також галактична система небесних координат (див. підрозділ 21.1).

1.6. Кутова висота полюса світу над горизонтом

Під час пересування спостерігача по поверхні Землі від екватора до полюса кут між напрямком лінії виска і віссю світу зменшується від 90° до 0° . Для кожної точки земного меридіана правильна така теорема.

Кутова висота полюса світу над горизонтом дорівнює географічній широті місця спостереження.

Як уже згадано (див. рис. 1.8), вісь світу PO паралельна осі добового обертання Землі, тобто $PO \parallel P_N P_S$. Оскільки виконуються умови $NO \perp OT$ і $PO \perp TQ$, то звідси випливає (як для кутів із взаємно перпендикулярними сторонами), що $\angle NOP = \angle OTQ$, тобто $h_p = \varphi$.

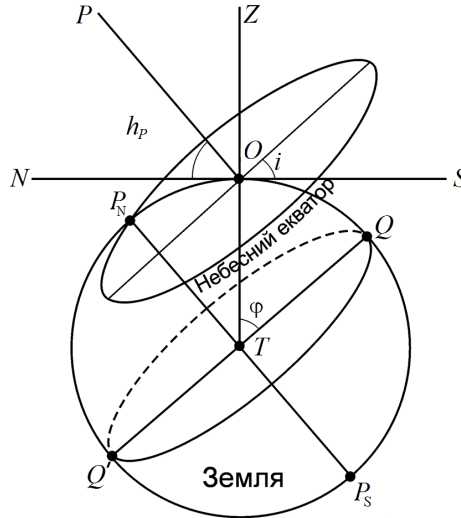


Рис. 1.8. Співвідношення між висотою полюса світу над горизонтом h_p і географічною широтою спостерігача φ

Приблизне положення північного полюса світу на небесній сфері знаходимо, відкладаючи п'ять відрізків, що дорівнюють відстані між зорями α і β Великої Ведмедиці, як це показано на рис. 1.4.

Нахил небесного екватора до горизонту $i = 90^\circ - \varphi$. Справді (рис. 1.8): $h_p + 90^\circ + i = 180^\circ$ або $\varphi + 90^\circ + i = 180^\circ$ звідки маємо $i = 90^\circ - \varphi$.

Зі сказаного випливає такий висновок: у результаті пересування спостерігача по поверхні Землі від екватора до полюса змінюється загальна картина добового обертання небосхилу.

Наведемо деякі приклади. Для спостерігача, який перебуває на північному географічному полюсі ($\varphi = +90^\circ$) прямовисна лінія збігається з віссю обертання Землі, а площина математичного горизонту паралельна площині екватора (рис. 1.9а). Схематичне зображення небесної сфери такого спостерігача показано на рис. 1.9б. Внаслідок добового обертання, траєкторії видимого переміщення зір на небесній сфері є концентричними колами, площини яких паралельні горизонту (а, отже, і площинам небесного і земного екватора). Природно, що центри цих кіл розташовані на осі світу. Протягом доби кутова висота кожної зорі над горизонтом залишається незмінною. Ті зорі, добові траєкторії яких перебувають під горизонтом спостерігача, для нього завжди залишаються невидимими.

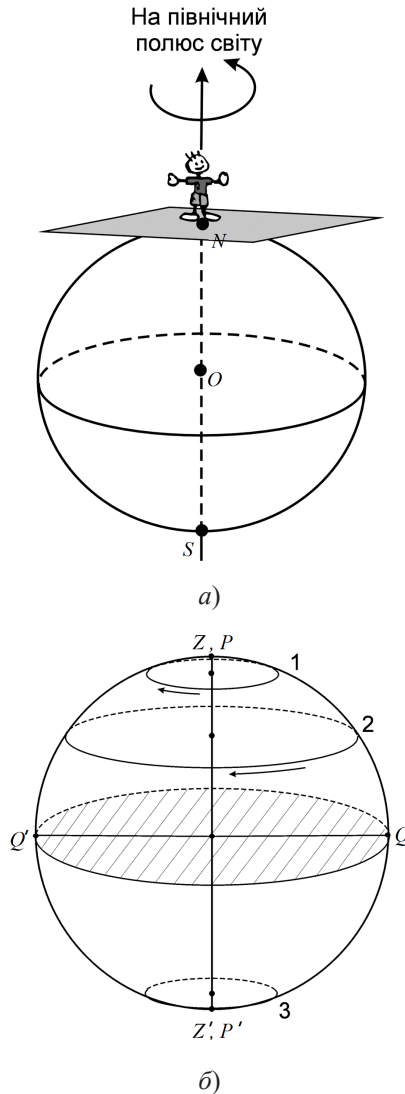


Рис. 1.9. Спостерігач на північному географічному полюсі (*a*) і його небесна сфера (*b*). Як приклад тут зображені добові траєкторії зір 1 і 2, які постійно перебувають над горизонтом спостерігача, і зорі 3, яку він ніколи не бачить

Чим ближче видиме положення зорі на небесній сфері до полюса світу, тим менший діаметр її добового кола. Якщо це положення збігається з полюсом світу, то така зоря не бере участі в уявному обертанні небесної сфери, а її положення на ній протягом доби залишається незмінним. На небі немає яскравої зорі, видиме положення якої абсолютно точно збігалося б з північним полюсом світу, але є зоря, достатньо яскрава, котра на небесній

сфері розташована поблизу точки P . Як вже знаємо, цю зорю називають Полярною (α Малої Ведмедиці). Її легко відшукати на небі. Якщо вам це вдасться, спостерігайте за зоряним небом в околі Полярної протягом деякого часу. Ви одержите наочне уявлення про добове переміщення зір на небесній сфері.

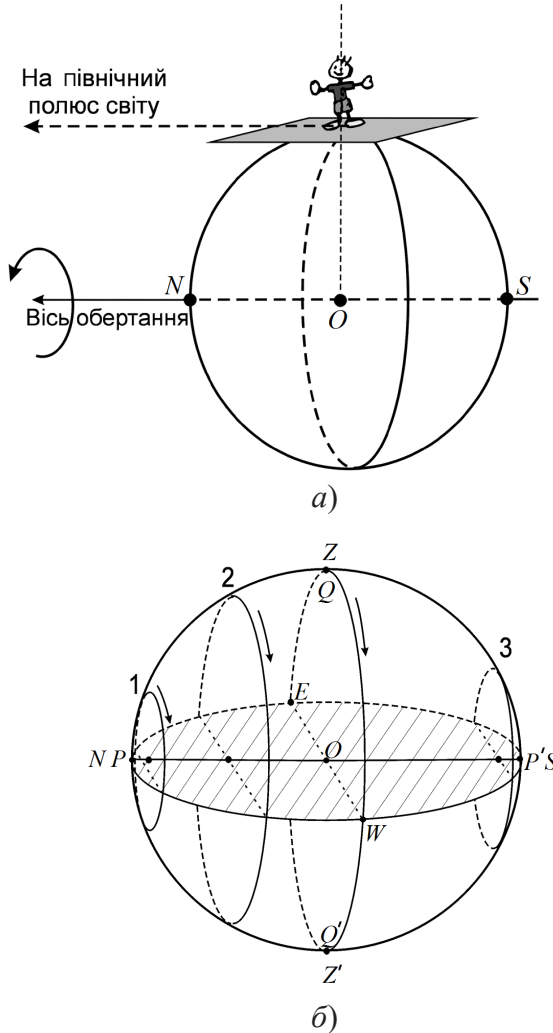


Рис. 1.10. Спостерігач на лінії земного екватора (а) і його небесна сфера (б)

Для спостерігача, який перебуває на південному полюсі Землі ($\varphi = -90^\circ$) видимий добовий рух зір відбувається так само, як і в розглянутому вище прикладі, але, річ ясна, вигляд зоряного неба тут інший, це по-перше. А по-друге, обертання небесної сфери відбувається у протилежному напрямку. Спостерігач на південному полюсі буде бачити лише ті зорі, які пере-

бувають над його горизонтом, і які є недосяжними для спостереження з північного полюса. На відміну від північного неба, на південному немає яскравої зорі, видиме положення якої на небі збігалось б або було близьким до південного полюса світу.

Для спостерігача, який перебуває на земному екваторі ($\varphi = 0^\circ$), площина горизонту перпендикулярна до площини екватора. Північний полюс світу лежить на горизонті, збігаючись з точкою півночі N , а південний — з точкою півдня S . Небесний екватор проходить через зеніт Z . На рис. 1.10 показано, як відбувається видиме добове переміщення зір на небесній сфері під час спостережень з екватора Землі. Площини добових кіл всіх зір перпендикулярні до площини горизонту спостерігача. З рис. 1.10 також випливає, що спостерігач, який перебуває на земному екваторі, має можливість бачити зорі як північної частини небесної сфери, так і південної.

Отже, для спостерігача на екваторі кожна із зір у визначений час сходить з-під горизонту, піднімається на усе більшу кутову відстань над ним, перетинає лінію небесного меридіану, переміщується до західної частини горизонту і, нарешті, заходить за горизонт. Кожну зорю 12 годин видно над горизонтом, і 12 годин вона переміщується вздовж своєї добової траєкторії під горизонтом спостерігача.

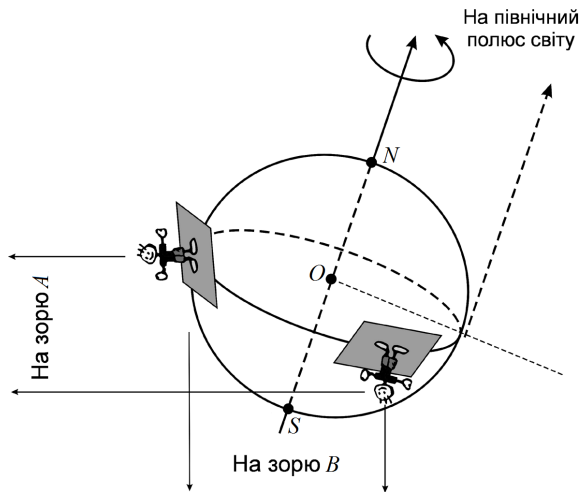


Рис. 1.11. Два спостерігачі на різних географічних довготах

Розглянемо рис. 1.11, на якому показано двох спостерігачів на земному екваторі, які мають різну географічну довготу. Обидва протягом ночі побачать ті ж самі зорі, але у певний момент часу кожен спостерігач бачить «своє зоряне небо». Наприклад, якщо зоря A для першого спостерігача вже заходить за його горизонт, для другого у цей самий час вона перебуває високо над горизонтом. Зоря B , яку перший бачить близько до зеніту, ще недосяжна для другого спостерігача, оскільки ще перебуває близько до

його горизонту. Сплине якийсь час, і завдяки обертанню Землі зоря B зійде у східній частині горизонту другого спостерігача, а перший у цей момент побачить, як вона вже заходить за горизонт.

Нарешті, розглянемо випадок, коли спостерігачі перебувають у середніх широтах північної і південної півкуль (скажімо, $\varphi = +45^\circ$ і $\varphi = -45^\circ$ відповідно). Рис. 1.12а зображає спостерігача середніх широт північної півкулі Землі.

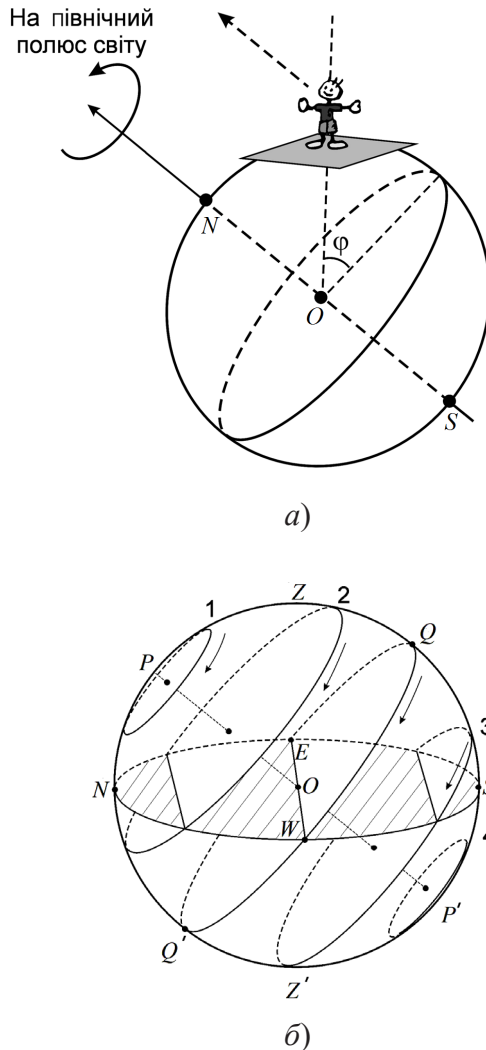


Рис. 1.12. Спостерігач середньої географічної широти (а) і його небесна сфера (б)

На рис. 1.12б показана його небесна сфера. Тут площина небесного екватора і площина горизонту перетинаються під кутом $(90^\circ - \varphi)$. Оскільки

ки площини добових кіл зір є паралельними площині небесного екватора, спостерігач побачить зорі північної півкулі небесної сфери (наприклад, зорі 1, 2), а також частину зір південної півсфери (наприклад, зорю 3). Він не може спостерігати лише ті зорі південної півкулі небесної сфери, добові кола яких не перетинають його горизонт (наприклад, зорю 4).

Якщо для спостерігача на географічних полюсах Землі всі видимі зорі ніколи не заходять за горизонт (іншими словами, їхні добові кола не перетинають площину горизонту), а для спостерігачів на екваторі навпаки — всі зорі сходять і заходять, то у середніх широтах картина є складнішою. Тут частина зір не заходить за горизонт, є зорі, які протягом доби сходять і заходять, є також зорі, які не сходять з-під горизонту.

Для спостерігача південної півкулі Землі, який перебуває на широті $\varphi = -45^\circ$, картина добового руху небесних зір буде подібною до тієї, яку бачить спостерігач на широті $\varphi = +45^\circ$. Він також буде бачити зорі, які не заходять за горизонт і ті, що сходять і заходять, а частина зір постійно перебуватиме під його горизонтом. Тільки у даному випадку ті зорі, які спостерігач північної півкулі не мав змоги бачити, для спостерігача південної півкулі будуть протягом кожної доби перебувати над його горизонтом.

Якісний розгляд умов перебування світила над горизонтом для спостерігача на певній географічній широті може бути доповнений кількісними співвідношеннями, які наведені у наступному підрозділі.

1.7. Висота світила в меридіані. Умови перебування світила над горизонтом

У верхній кульмінації світило займає найвище кутове положення відносно горизонту. Якщо схилення світила $\delta = \varphi$, то у верхній кульмінації це світило проходить через зеніт. У цей момент його висота над горизонтом $h_{\text{вк}} = 90^\circ$. Якщо схилення світила $\delta < \varphi$, воно кульмінує на південь від зеніту, у цей момент його азимут $A = 0^\circ$. При $\delta > \varphi$ світило у верхній кульмінації перетинає небесний меридіан на північ від зеніту, його азимут $A = 180^\circ$ (рис. 1.13). У першому випадку висота світила над горизонтом у верхній кульмінації:

$$h_{\text{вк}} = 90^\circ - \varphi + \delta. \quad (1.3)$$

Для світил, що кульмінують на північ від зеніту,

$$h_{\text{вк}} = 90^\circ + \varphi - \delta. \quad (1.4)$$

Звідси випливають умови перебування світила над горизонтом. По-перше (рис. 1.14), якщо схилення світила

$$\delta > (90^\circ - \varphi), \quad (1.5)$$

то це світило перебуває над горизонтом спостерігача цілодобово. По-друге, якщо

$$\delta < -(90^\circ - \varphi), \quad (1.6)$$

то світило взагалі не з'являється над горизонтом спостерігача (його верхня кульмінація відбувається під горизонтом).

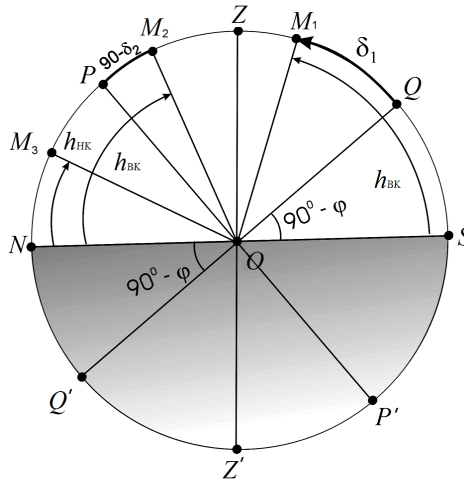


Рис. 1.13. Залежність куткової висоти світила над горизонтом у верхній та нижній кульмінаціях $h_{\text{вк}}$ і $h_{\text{нк}}$ від географічної широти спостерігача φ і схилення світила δ

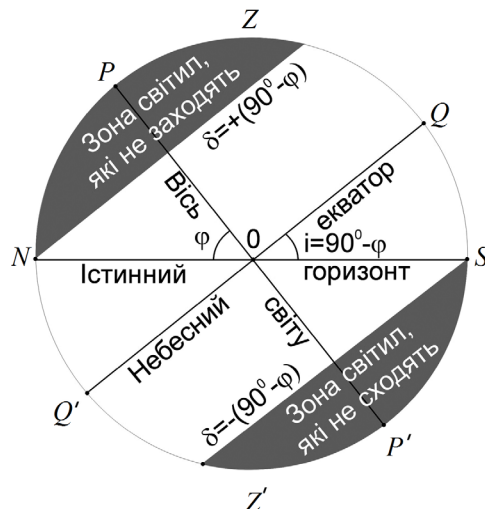


Рис. 1.14. Умови перебування світила над горизонтом

Зокрема, для спостерігача, який перебуває на географічній широті $\varphi = 50^\circ$, цілодобово будуть над горизонтом світила, для яких $\delta > +40^\circ$, і ніколи не з'являються над горизонтом світила з $\delta < -40^\circ$.

1.8. Атмосферна рефракція. Мерехтіння зір. Прискерки

Атмосферна або астрономічна рефракція (від. лат. *refractio* — заломлюю) — явище відхилення світлового променя від прямолінійного напрямку під час його проходження через атмосферу Землі (рис. 1.15). За рахунок цього ефекту світило спостерігається не на зенітній відстані z , як це було б на планеті, позбавленій атмосфери, а на іншій зенітній відстані z' , причому:

$$z' = z - \rho. \quad (1.7)$$

Отже, рефракція діє таким чином, що світило відносно горизонту завжди перебуває вище від свого справжнього положення, тому зенітна відстань є меншою. Значення *кута рефракції* ρ залежить від температури і густини атмосфери. За нормальних умов ($+10^\circ\text{C}$ і 760 мм рт. ст.) його оцінюють за наближеною формулою:

$$\rho = 58,17'' \text{tg } z', \quad (1.8)$$

доки зенітна відстань світила $z' \leq 70^\circ$. Біля горизонту середнє значення кута рефракції становить $35,5'$, однак в окремих випадках може досягати 2° . Для внесення виправлень в астрономічні спостереження положень світил на небесній сфері складено спеціальні таблиці.

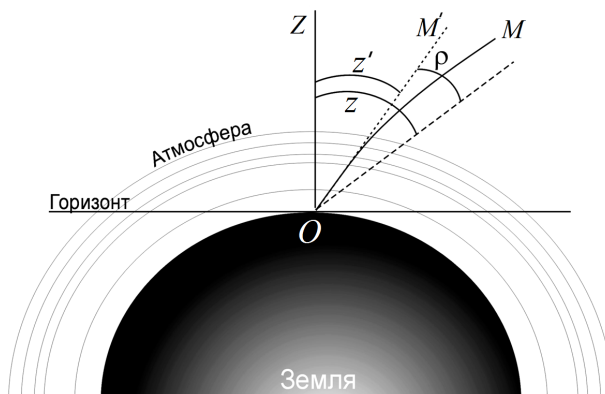


Рис. 1.15. Рефракція променів світла у земній атмосфері: завдяки рефракції світило над горизонтом завжди видно вище від його справжнього положення на небі

Завдяки рефракції, наприклад, уже видно весь диск Сонця над горизонтом у момент, коли насправді його верхній край лише починає сходити. Аналогічно, під час заходу Сонця спостерігачеві на Землі здається, що сонячний диск лише дотикається до горизонту, тоді як насправді Сонце вже зайшло. З тієї ж причини диск Сонця (як і Місяця) тут має овальну форму. Головне ж, що внаслідок рефракції схід Сонця відбувається на

$$\Delta t = \frac{3,3^m}{\cos \varphi \cos \delta_{\odot} \sqrt{1 - \operatorname{tg}^2 \varphi \operatorname{tg}^2 \delta_{\odot}}} \quad (1.9)$$

раніше, а його захід пізніше, ніж це відбувалося б на планеті, що позбавлена атмосфери. Зокрема, для $\varphi = 50^\circ$ і схиленні Сонця $\delta_{\odot} = 0^\circ$ $\Delta t = 5,1$ хв. Отже, за рахунок рефракції тривалість дня збільшується на значення $2\Delta t$. Крім того, точка сходу Сонця зсувається на кут $\Delta A \approx 50' \operatorname{tg} \varphi / \sin A_{\odot}$ в бік точки півночі N відносно її положення без урахування рефракції (A_{\odot} — теоретичний азимут точки сходу Сонця без такого врахування, те саме — у разі заходу Сонця). Наприклад, у березні за $A_{\odot} = 90^\circ$ для спостерігача, який перебуває на широті $\varphi = 50^\circ$, $\Delta A \approx 1^\circ$.

З проходженням променів через атмосферу Землі пов'язане також явище *мерехтіння зір*, найпомітніше біля горизонту. Зумовлене воно заломленням променів у рухомих неоднорідностях густини атмосфери. Атмосфера є турбулентним середовищем, тому кількість неоднорідностей на промені зору весь час змінюється. У кожний конкретний момент ока спостерігача досягають промені, які до заломлення рухалися в дещо відмінних напрямках. Унаслідок збільшення або зменшення їх кількості спостерігач відмічає то посилення, то послаблення світлового потоку, причому в різних кольорах, так що з часом змінюється не лише яскравість зорі, а й її колір. Таке явище є властивим для надто віддалених точкових джерел випромінювання, якими, власне кажучи, і є зорі. І навпаки, для протяжних об'єктів (наприклад, планет, у яких видимий кутовий діаметр дисків є досить значним), відбувається усереднення світлових потоків від окремих частин їхніх дисків, тому мерехтіння блиску планет для ока практично непомітне.

Третій ефект, пов'язаний з атмосферою Землі, це *присмерки* — поступове послаблення денного світла після заходу Сонця або, навпаки, його посилення перед сходом Сонця. Відповідно є *вечірні* і *ранкові* присмерки. Під час присмерків певний рівень освітленості зумовлений сонячними променями, розсіяними атмосферою Землі.

Прийнято говорити про *громадянські*, *навігаційні* й *астрономічні* присмерки. Вечірні *громадянські* *присмерки* розпочинаються з моменту заходу Сонця і тривають доти, доки висота центра диска Сонця h не досягне значення -6° (тобто доки цей диск не опиниться на кутовій відстані -6° під

горизонтом). У цей момент на небі вже можна побачити найяскравіші зорі. *Навігаційні приклади* починаються із закінченням громадянських прикладів і продовжуються до моменту, коли висота центра диска Сонця h не досягне значення -12° . Після цього починаються *астрономічні приклади*. Закінчуються вони (а вранці розпочинаються) у момент, коли висота центра сонячного диска $h = -18^\circ$. Власне ніч, коли на небі видно найслабкіші зорі, триває від кінця вечірніх і до початку ранкових астрономічних прикладів.

Наприклад, на географічній широті $\varphi = 50^\circ$ тривалість громадянських прикладів дорівнює 38 хв у грудні і 44 хв у липні, астрономічних у січні — 59 хв, у червні на цій широті вони тривають усю ніч.

1.9. Елементи сферичної геометрії

Проведення астрономічних спостережень і подальший аналіз отриманих результатів досить часто вимагають переходу від однієї зі згаданих вище систем небесних координат до іншої. Усі потрібні для цього формули отримано шляхом розв'язування сферичних трикутників.

Сферичний трикутник — це фігура на сфері, утворена дугами трьох великих кіл (рис. 1.16). Тому в сферичній тригонометрії дуги AB , BC , AC вимірюють у градусах. Для виведення потрібних співвідношень до сторін AB і AC у точці A проводимо дотичні до їх перетину з продовженням радіусів сфери OB і OC у точках D і E . Приймаючи радіус сфери за одиницю, отримуємо, що

$$AD = \operatorname{tg}c, \quad OD = \operatorname{secc}, \quad AE = \operatorname{tg}b, \quad OE = \operatorname{secb}.$$

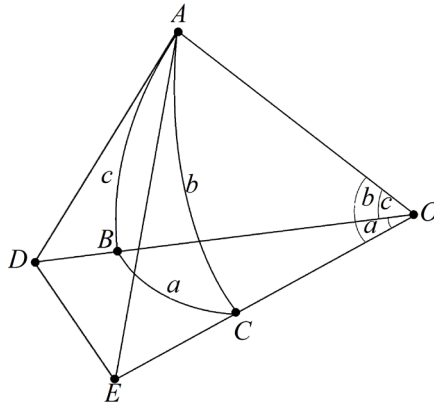


Рис. 1.16. Сферичний трикутник

Нагадаємо, що як і в плоскій тригонометрії, кути трикутника позначають літерами A , B , C , а протилежні їм сторони — a , b , c . Далі приймається, що сторони b і c трикутника ABC менші від 90° . Для визначення (і подаль-

шого виключення) відрізка DE двічі (з розгляду трикутників ADE і DOE) використовують теорему про квадрат сторони, що лежить проти гострого кута. З урахуванням теореми Піфагора після нескладних перетворень отримуємо три співвідношення:

формулу косинуса сторони

$$\cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A, \quad (1.10)$$

формулу синусів

$$\sin a \sin B = \sin b \sin A, \quad (1.11)$$

формулу n'яти елементів

$$\sin a \cos B = \cos b \sin c - \sin b \cos c \cos A. \quad (1.12)$$

За допомогою колової перестановки (заміни $a \rightarrow b$, $b \rightarrow c$, $c \rightarrow a$ і відповідно $A \rightarrow B$, $B \rightarrow C$, $C \rightarrow A$) такі самі вирази отримуємо і для двох інших сторін та відповідних їм кутів.

Наведені тут формули істотно спрощуються, якщо один з кутів дорівнює 90° .

1.10. Паралактичний трикутник. Перетворення координат

Сферичний трикутник, вершинами якого є полюс світу P , зеніт Z і світило M , називають *паралактичним* (від *гр.* παραλλαξις — відхилення, зміщення). Сторонами цього трикутника є дуги z , $(90^\circ - \varphi)$ і $(90^\circ - \delta)$. Кут при полюсі світу P — це годинний кут світила t , кут при зеніті Z — доповнення азимута A до 180° , тобто він дорівнює $(180^\circ - A)$. Кут при світилі M називають паралактичним кутом, під час обчислень зазвичай його не використовують (рис. 1.17).

Враховуючи це і конкретизуючи записані вище загальні формули сферичного трикутника, можна отримати дві групи співвідношень, які дають змогу переходити від горизонтальної системи небесних координат до екваторіальної і навпаки.

Наприклад, якщо екваторіальні координати світила t і δ відомі, то для обчислення його горизонтальних координат A і z використовують співвідношення:

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t, \quad (1.13)$$

$$\sin z \sin A = \cos \delta \sin t, \quad (1.14)$$

а також

$$\sin z \cos A = -\cos\varphi \sin\delta + \sin\varphi \cos\delta \cos t. \quad (1.15)$$

За значень годинного кута t , близьких до 0° і 180° , азимут світила A ліпше обчислювати за формулою (1.14), якщо ж t близький до 90° і 270° — за формулою (1.15). Квадрант для азимута A визначається знаками правих частин формул. Оскільки з астрономічних календарів беруть координати α і δ , то для попереднього обчислення годинного кута t використовують співвідношення (1.2).

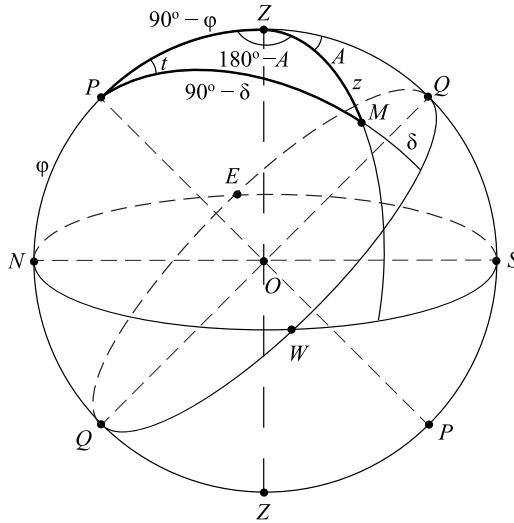


Рис. 1.17. Паралактичний трикутник

Для обчислення екваторіальних координат світила t і δ за відомими його горизонтальними координатами A та z зі співвідношень сферичної тригонометрії знаходимо:

$$\sin\delta = \sin\varphi \cos z - \cos\varphi \sin z \cos A, \quad (1.16)$$

$$\cos\delta \sin t = \sin z \sin A, \quad (1.17)$$

$$\cos\delta \cos t = \cos\varphi \cos z + \sin\varphi \sin z \cos A. \quad (1.18)$$

Знак схилення δ визначається знаком $\sin\delta$, а квадрант для t вибирають за знаками правої частини формул (1.17) та (1.18). Використання першої чи другої з них зумовлюється так, як і у попередній групі.

Аналогічну групу формул можна отримати для переходу від екваторіальних небесних координат до екліптичних і навпаки. Тут обмежимося зауваженням, що сферичний трикутник з вершинами в полюсі світу P , полюсі екліптики Π і світилі M називають *астрономічним трикутником*.

1.11. Карти зоряного неба. Каталоги

Щоб полегшити вивчення зоряного неба та пошук на ньому окремих (іноді нових) об'єктів, здавна використовували глобуси і карти *зоряного неба*. На них, крім зір, було прийнято зображати також фігури істот, назви яких дано тому чи іншому конкретному сузір'ю. Особливістю небесних глобусів і деяких карт є те, що зображення неба на них дзеркально перевернуте порівняно з тим, яке бачить спостерігач з центра небесної сфери. Таким, зокрема, був зоряний атлас польського астронома Яна Гевелія, фігури з якого користуються дотепер великою популярністю і їх можна побачити в багатьох науково-популярних книгах.

Навчальні карти зоряного неба, з якими найчастіше доводиться працювати, виконано у вигляді прямокутника або круга. У першому випадку по горизонталі відкладене пряме піднесення α , по вертикалі — схилення δ . Зауважимо, що межі сузір'їв проведено уздовж кіл схилень і паралельних небесному екватору кіл однакових схилень.

На картах, виконаних у формі круга, у центрі розташований північний полюс світу. Пряме піднесення α зір проставлене на обводі карти через одну або дві години. Радіальні лінії, що збігаються до центра карти, — це проєкції кіл схилень. Схилення δ проставлене тут уздовж тих кіл схилень, що проходять через точки весняного й осіннього рівнодень і через точки літнього й зимового сонцестоянь.

Дати на обводі карти зоряного неба вказують положення Сонця на екліптиці. Його знаходимо, пересуваючись по радіальній прямій (колу схилень) від заданої дати у напрямку до центра карти і до перетину з екліптикою.

З навчальною метою, як правило, використовують два «Атласи зоряного неба» О. О. Михайлова (що мають відповідно 4 і 20 карт, у другому на картах нанесено зорі до 8,25 зоряної величини — див. підрозділ 8.3), а також «Атлас неба» чеського астронома А. Бечваржа (на картах нанесено зорі до 10^m).

Координати найяскравіших стаціонарних і змінних зір, зоряних скупчень, галактик тощо можна знайти в спеціальних довідниках і каталогах.

1.12. Прецесія і нутація

Під час складання каталогів і карт завжди вказують початок року, для якого подано координати зір, тобто вказують *рівнодення каталога*. Це зумовлено тим, що точка весняного рівнодення, від якої відлічують пряме піднесення α , зміщується по екліптиці назустріч видимому річному рухові Сонця з кутовою швидкістю $50,29''$ за рік або 1° за 72 роки (рис. 1.18). Це явище *прецесії* (випередження рівнодень) відкрите ще Гіппархом.

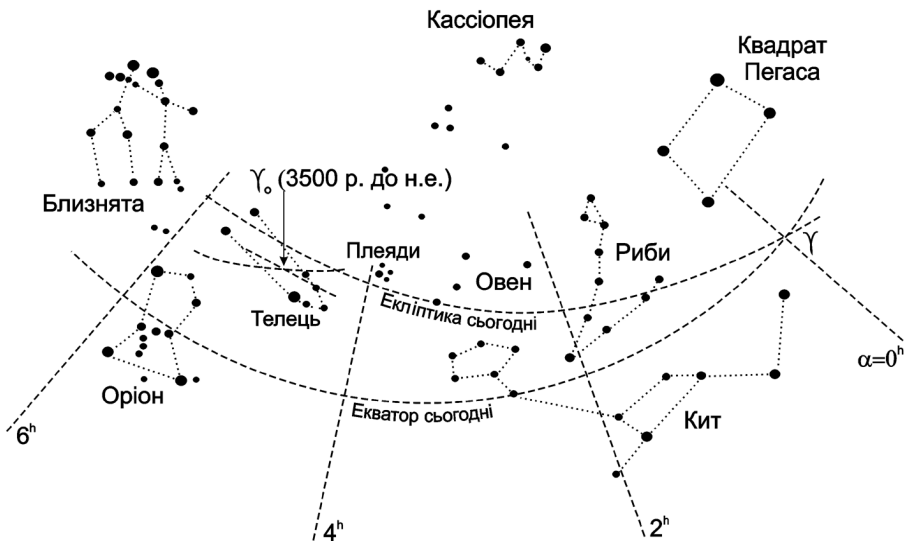


Рис. 1.18. Зміщення точки весняного рівнодення назустріч рухові Сонця — причина безперервної зміни небесних координат кожної зорі; γ_0 — положення точки весняного рівнодення у 3500 р. до н. е.

Розповімо, як же було виявлено зміщення точки весняного рівнодення, яка, як знаємо, є однією з уявних точок перетину двох уявних кіл — небесного екватора і екліптики. Трапилося так, що за 169 років до Гіппарха два грецькі астрономи Арістїлл і Тимохарис спостерігали повне місячне затемнення в ніч весняного рівнодення. Очевидно, що в момент найглибшого входження Місяця в тінь Землі (див. розділ 5) центр його диска проєктувався на точку осіннього рівнодення. Тоді-то згадані астрономи зафіксували кутову відстань зорі Спіка (α Діви) від центра місячного диска. Таке ж затемнення спостерігав і Гіппарх знову ж таки в ніч весняного рівнодення. Провівши аналогічні виміри, Гіппарх виявив, що за 169 років Спіка наблизилася до точки осіннього рівнодення на 2° . Це давало середнє зміщення точки за рік на $43''$. Згодом значення прецесії було уточнено. Ми звертаємо увагу на цей факт тому, що він є чудовою ілюстрацією того, як потрібні в астрономії тривалі спостереження тих чи інших явищ.

Причину явища прецесії пояснив Ньютон (див. далі). Саме ж явище полягає в тому, що вісь добового обертання Землі (вісь світу) приблизно за 26 000 років описує конус (рис. 1.19), а полюси світу — на небі кола з кутовим радіусом $\approx 23,5^\circ$ (рис. 1.20). Тому-то близько 5 тис. років тому Полярною була зоря α Дракона (Тубан), а через 12 тис. років цей полюс буде недалеко від зорі α Ліри (Вега).

Водночас на небесній сфері зміщується і вся сітка екваторіальних координат. Наприклад, 6000 років тому координати зорі Спіка (α Діви) були такі: $\alpha = 8^h 13^m$; $\delta = +18^\circ 52'$, на початок же 2000 р. $\alpha = 13^h 25^m 11,6^s$; $\delta = -11^\circ 09' 40,8''$. Близько 4000 років тому точка весняного рівнодення перебу-

вала в сузір'ї Тельця недалеко від зоряного скупчення Плеяди. І в момент весняного рівнодення центральне місце на південній частині небосхилу ввечері займало сузір'я Лева, сузір'я ж Близнят перебувало низько над горизонтом недалеко від точки заходу Сонця. Нині весною ввечері воно займає центральне місце на небі, тоді як сузір'я Лева — невисоко над горизонтом у східній частині небосхилу.

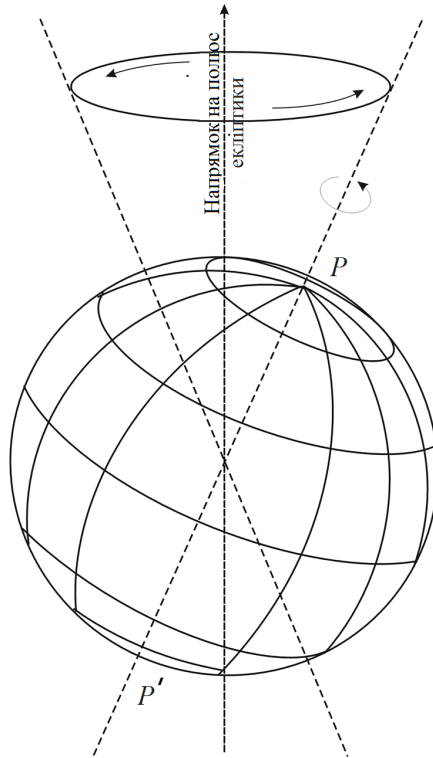


Рис. 1.19. Явище прецесії

І ще один приклад для середніх географічних широт. Тут на цей час взимку і весною вночі у південній частині небосхилу видно мальовниче сузір'я Оріона, а небесний екватор проходить поблизу «першого справа» Косаря (так наші предки назвали Пояс Оріона — групу з трьох яскравих зір, що під кінець липня до сходу Сонця «виходять на небо враз із косарями»). Проте внаслідок прецесії через 10 000 років цього сузір'я на наших широтах взагалі не буде видно.

У 1748 р. англійський астроном Джеймс Бредлі на підставі своїх двадцятирічних спостережень зір дійшов висновку, що на прецесійний рух полюсів світу накладається ще *нутація* (від лат. *nutatio* — коливаю) — коливання осі світу (рис. 1.21) з амплітудою 9" і періодом 18,6 року (це зумовлене особливостями руху Місяця навколо Землі).

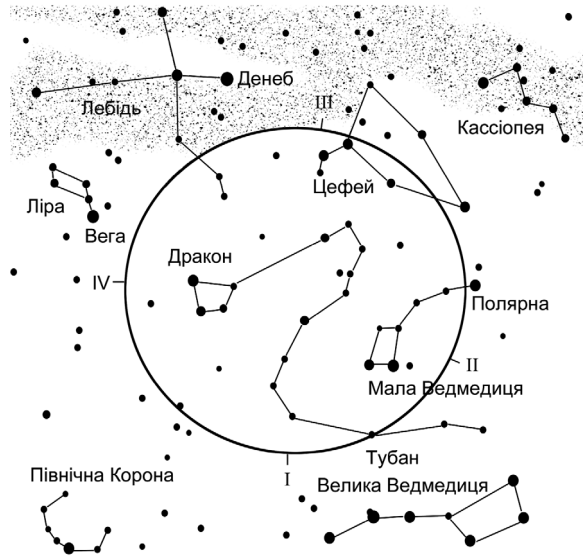


Рис. 1.20. Траекторія зміщення положення північного полюса світу на небесній сфері внаслідок прецесії. Римські цифри позначають наступні положення полюса: I — за 5000 років до н. е.; II — початок нашої ери; III — положення полюса через 6000 років від теперішнього часу; IV — положення через 13 000 років

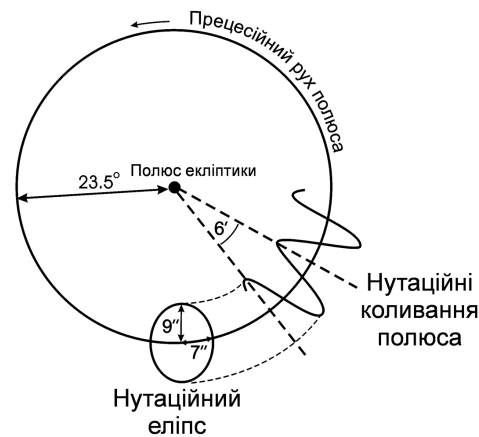


Рис. 1.21. Рух полюса світу внаслідок прецесії і нутації

Близько 2000 років тому астрономи поділили екліптику на 12 однакових частин і кожен дугу позначили знаком відповідного зодіакального сузір'я (певним знаком зодіаку, від початку якого відлічували екліптичну довготу світила). Наприклад, перший відрізок дуги в 30° позначили знаком Овна Υ , другий — знаком Тельця Υ і т. д. Тоді це відповідало реально-

му положенню цих сузір'їв на небі відносно точки весняного рівнодення. Однак від початку нашої ери за ці 2000 років точка весняного рівнодення змістилася по екліптиці на 28° , тобто практично на дугу, що відповідає майже одному знакові зодіаку, і сьогодні вона вже перебуває в сузір'ї Риб. Проте *астрологи* — укладачі гороскопів (ворожінь про долю окремої людини за видимим положенням сузір'їв і планет на момент її народження), ніби нічого не сталося, і далі розраховують схід і розташування на небі знаків зодіаку, а не реальних сузір'їв. Отже, йдеться не про якийсь можливий вплив певних ділянок зоряного неба на людину (що можна було б якось зрозуміти), а цілковито фальшивих «знаків».

Розділ 2

РУХ СОНЦЯ. ВИМІРЮВАННЯ ЧАСУ

2.1. Видимий річний рух Сонця на небі. Зоряний і тропічний рік

Спостереження за розташуванням на небосхилі окремих (зокрема зодіакальних) сузір'їв, наприклад, у західній частині неба ввечері після заходу Сонця, проведені упродовж кількох тижнів, свідчать, що вся уявна сфера зір разом із добовим обертанням, ще й повільно обертається назустріч видимому переміщенню Сонця. Зодіакальне сузір'я, яке було видно ввечері низько над горизонтом на заході, через кілька тижнів уже спостерігається вранці перед сходом Сонця на сході. Уся ця видима зміна вигляду зоряного неба упродовж року є наслідком річного руху Сонця по небесній сфері, а фактично — обертання Землі навколо Сонця (рис. 2.1). Тому за кожен добу диск Сонця зміщується в напрямку з заходу на схід, тобто назустріч добовому обертанню небесної сфери, приблизно на 1° (приблизно на два свої видимі кутові діаметри).

Проміжок часу, за який Сонце, здійснивши повний оберт на небесній сфері, повертається на попереднє місце на тлі зір, називають *зоряним роком*. Його тривалість — 365,25636 діб, тобто 365 діб 6 год 09 хв 10 с.

Як уже згадувалося, внаслідок прецесії точка перетину небесного екватора з екліптикою (точка весняного рівнодення Υ) зміщується назустріч видимому рухові Сонця зі швидкістю $50,29''$ за рік. З переходом Сонця з південної півкулі неба у північну пов'язана зміна температурного режиму на земній поверхні — зміна *пір року*. Тому було введено поняття *тропічного року*.

Тропічним роком (від. гр. *τροπος* — поворот) називають проміжок часу, за який центр диска Сонця, описавши коло на екліптиці, знову повертається в точку весняного рівнодення. Інакше — це інтервал часу між двома послідовними проходженнями центра диска Сонця через точку весняного рівнодення. Його тривалість становить 365,2422 доби або 365 діб 5 год 48 хв 46 с. Як бачимо, зоряний рік триває на 20 хв 24 с (0,0142 доби) довше від тропічного.

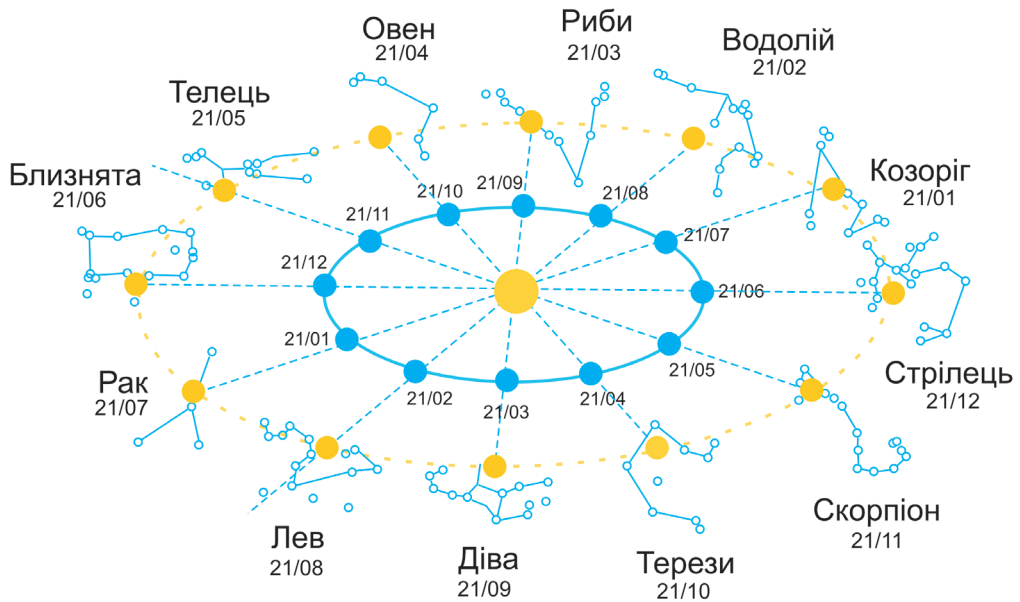


Рис. 2.1. Видиме зміщення Сонця на тлі зодіакальних сузір'їв унаслідок руху Землі навколо нього

Отже, середня швидкість пересування диска Сонця на небі відносно зір становить $360^\circ : 365,2564 \text{ діб} = 0,986 \text{ град/добу}$. Проте систематичні спостереження показують, що насправді рух Сонця є нерівномірним. Це видно хоча б з того, що дугу екліптики в 180° від точки весняного рівнодення Υ до точки осіннього рівнодення Ω Сонце проходить за 186 діб, тоді як від точки Ω до точки Υ — за 179 діб. Це означає, що проміжок весна — літо на 7 діб довший, ніж осінь — зима (у північній півкулі Землі). У першому випадку середня швидкість зміщення Сонця за добу становить $58'$, у другому — $60'$. Найшвидше Сонце зміщується 1–5 січня (кутова швидкість $61'$ за добу), найповільніше — 1–5 липня ($57'$ за добу).

Відповідно до цього неоднаковим є і видимий кутовий діаметр Сонця: на початку січня він дорівнює $32'35''$, на початку липня — $31'31''$.

Тому для зручності обліку часу (див. далі) введено поняття *середнього Сонця* — фіктивної точки, яка рухається рівномірно по небесному екватору та, як і справжнє Сонце, повертається в точку весняного рівнодення за один тропічний рік.

Як відомо, у календарному році буває 365 або 366 діб. Астрономи ж відлічують тропічні роки однакової тривалості. В «Астрономічних календарях» звичайно вказаний момент початку тропічного року (наприклад, 0 січня, тобто 31 грудня, в 11 год 05 хв). За початок астрономічного (тропічного) року приймають момент, коли пряме піднесення середнього еква-

торіального Сонця дорівнює 18^h40^m .

Уже згадувалося, що кут нахилу площини екліптики до площини екватора становить приблизно $23,5^\circ$. Визначено, що завдяки притяганню планет Сонячної системи площина земної орбіти «погойдується» відносно далеких зір з періодом близько 41 000 років, так що значення кута ϵ змінюється в межах від $22,068$ до $24,568^\circ$. У наш час кут ϵ щорічно зменшується на $0,47''$. Наприклад, на початок 1980 р. $\epsilon = 23^\circ26'30,78''$, на початок 2018 р. — $23^\circ26'13,02''$. Через тисячі років зменшення кута ϵ зміниться його зростанням.

2.2. Пори року і теплові пояси

Унаслідок видимого річного руху Сонця його схилення δ_\odot безперервно змінюється. Основні моменти цього руху такі:

21 березня Сонце перетинає небесний екватор, переходячи з південної півкулі неба в північну (рис. 2.2). Це — *весняне рівнодення*, початок *астрономічної весни*. Схилення Сонця у цей день $\delta_\odot = 0^\circ$. Тривалість дня і ночі однакові (12 годин). У наступні дні схилення Сонця зростає.

22 червня настає *літнє сонцестояння*, початок *астрономічного літа* у північній півкулі. У цей день схилення досягає свого максимального значення $\delta_\odot = +23^\circ26'$. За формулою (1.3) знаходимо, що на географічній широті $\varphi = 50^\circ$ у цей день кутова висота Сонця над горизонтом у верхній кульмінації $h_{\text{вк}} = +63^\circ26'$. Протягом кількох днів (до і після 22 червня) висота Сонця над горизонтом у момент верхньої кульмінації опівдні залишається майже незмінною (звідси й поняття «сонцестояння»). Тривалість дня на вказаній широті — 16 год, ночі — 8 год. Через кілька днів після *літнього сонцестояння* схилення Сонця починає помітно зменшуватись.

23 вересня — *осіннє рівнодення*. Схилення Сонця тепер знову дорівнює $\delta_\odot = 0^\circ$, кутова висота Сонця над горизонтом у верхній кульмінації $h_{\text{вк}} = (90^\circ - \varphi)$. Центр диска Сонця перетинає небесний екватор у точці осіннього рівнодення. Це — початок *астрономічної осені* в північній півкулі. Тривалість дня і ночі знов однакові. У наступні дні схилення Сонця продовжує зменшуватися.

22 грудня — *зимове сонцестояння*, початок *астрономічної зими*. Схилення Сонця в цей день досягає мінімального значення за рік $\delta_\odot = -23^\circ26'$, кутова висота Сонця над горизонтом у верхній кульмінації на широті $\varphi = 50^\circ$ становить усього $16^\circ34'$. День тут триває 8 год, ніч — 16 год.

Вказані тут дати «історично умовні», бо в нашому григоріанському календареві (див. далі) упродовж 400 років весняне рівнодення найчастіше буває 20, і навіть 19 березня, відповідно зміщуються й інші описані тут моменти часу. Інформація про це є в щорічниках «Астрономічний календар».

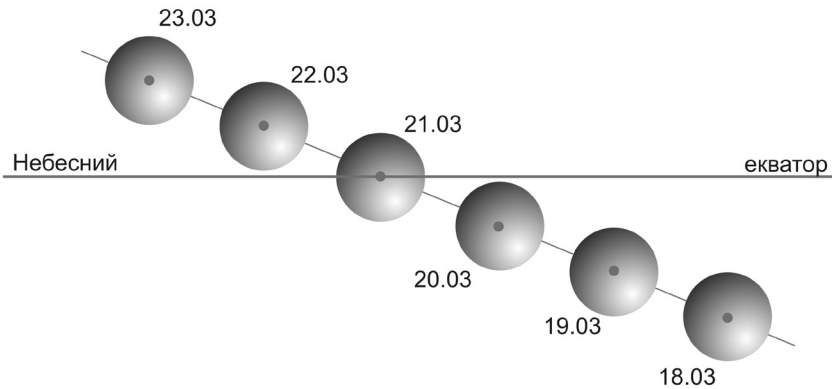


Рис. 2.2. Перехід Сонця через точку весняного рівнодення

Зазначимо, що протягом року точка сходу (і заходу) Сонця на горизонті описує велику дугу, для $\varphi = 50^\circ$ вона сягає 75° . Наприклад, азимут точки заходу Сонця 22 грудня $A = 54^\circ$, а 22 червня — 129° . Уже згадувалося, що внаслідок атмосферної рефракції (і особливості відліку початку дня та його кінця) тривалість дня під час рівнодень (загалом — упродовж року) все ж більша, ніж це було б на планеті без атмосфери.

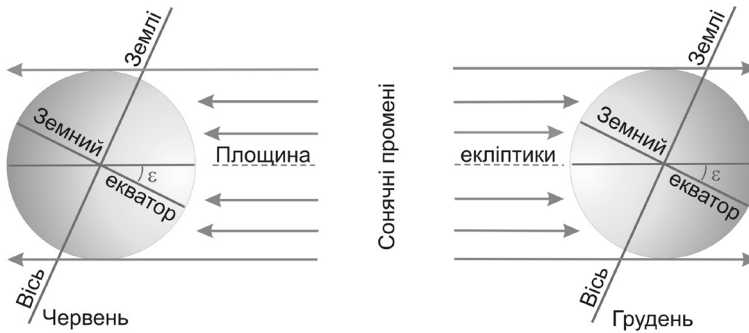


Рис. 2.3. Орбітальний рух Землі навколо Сонця і зміна пір року

Вказана тут зміна схилення Сонця δ_\odot упродовж року зумовлена орієнтацією осі обертання Землі у просторі (рис. 2.3). Ця вісь нахилена до площини екліптики під кутом $(90^\circ - \varepsilon) = 66^\circ 34'$ і під час руху Землі навколо Сонця переноситься паралельно сама собі (насправді, як вже знаємо, описує на небесній сфері еліпс за майже 26 000 років, але в інтервалі часу в кілька десятків років цим ефектом взагалі нехтуємо). Це і є причиною зміни пір року. Неважко обчислити, що, зокрема, на географічній широті $\varphi = 50^\circ$ потік сонячної енергії в літній період (так звана *інсоляція*) у 3,2 рази більший, ніж узимку, а тривалість світового дня на цій широті влітку вдвічі більша, ніж узимку.

Особливості річного руху Сонця на небі на різних географічних широтах проявляються по-різному.

Для спостерігача на екваторі всі світила, також і Сонце, перебувають 12 год над і 12 год під горизонтом. Двічі на рік, 20 (21) березня і 22 (23) вересня, Сонце у верхній кульмінації проходить через зеніт, 22 червня Сонце кульмінує на північ від зеніту на кутовій висоті $66^{\circ}34'$, а 22 грудня — на такій же висоті на південь від зеніту.

Для спостерігача на *північному тропіку (тропіку Рака)* на широті $\varphi = +23^{\circ}26'$ Сонце лише в день літнього сонцестояння переходить через зеніт. Через півроку, 22 грудня, Сонце переходить через зеніт спостерігача на *південному тропіку (тропіку Козорога)*. У географічних пунктах, розташованих між згаданими тропіками, Сонце переходить через зеніт двічі на рік у ті дні, коли його схилення стає таким, що дорівнює широті місця спостереження.

Для спостерігача на *північному полярному колі* (широта $\varphi = +66^{\circ}34'$) у день літнього сонцестояння Сонце цілодобово перебуває над горизонтом, а в день зимового сонцестояння цілодобово перебуває під горизонтом (строго кажучи, у цей день внаслідок атмосферної рефракції диск Сонця все ж з'являється над горизонтом біля точки півдня, однак лише ненадовго).

Для спостерігача на *північному географічному полюсі* Землі Сонце перебуває над горизонтом увесь час, поки його схилення $\delta_{\odot} \geq 0^{\circ}$, тобто доки воно перебуває над площиною небесного екватора. На північному полюсі Сонце з'являється над горизонтом близько 21 березня, найбільшої кутової висоти над горизонтом ($23^{\circ}26'$) досягає 22 червня і близько 23 вересня на півроку заходить за горизонт. Унаслідок добового руху небесної сфери воно описує на небі кола, майже паралельні горизонту, у першій половині вказаного періоду повільно підіймаючись все вище над горизонтом, в другій — опускаючись униз до горизонту. День і ніч на полюсах тривають приблизно по півроку, проте внаслідок атмосферної рефракції та розсіяння світла в атмосфері (явище присмерків) день триває все ж таки довше.

2.3. Сонячна доба. Сонячний час. Рівняння часу

Як уже згадувалося, ритмічне обертання небесної сфери дало людям природну одиницю лічби часу — добу. *Зоряна доба* — це інтервал часу між двома послідовними верхніми кульмінаціями точки весняного рівнодення.

Справжньою сонячною добою називають проміжок часу між двома послідовними нижніми кульмінаціями центра диска Сонця.

Справжній сонячний час — це час, що минув від нижньої кульмінації центра диска Сонця. Позначають його T_{\odot} .

Як відомо, протягом року Сонце рухається на небі нерівномірно (це є

відображенням руху Землі по еліптичній орбіті). Тому в різні пори року тривалість доби різна. Найдовша доба 23 грудня, найкоротша — 16 вересня, причому ця різниця в тривалості сягає 51 с. Тому введено поняття середньої доби і середнього сонячного часу.

Середньою сонячною добою називають інтервал часу між двома послідовними нижніми кульмінаціями середнього екваторіального Сонця — фіктивної точки, яка зі сталою кутовою швидкістю рухається по небесному екватору. *Середній сонячний час* T_λ — це час, що минув від нижньої кульмінації середнього Сонця.

Як зоряну, так і сонячну добу ділять на 24 години, кожну годину — на 60 хвилин, кожну хвилину — на 60 секунд.

Момент верхньої кульмінації центра диска Сонця (відповідно — середнього Сонця) називають *справжнім (середнім) полуднем*, у нижній кульмінації буде відповідно *північ*.

Реально ми спостерігаємо справжнє Сонце, зокрема можемо зафіксувати його проходження через небесний меридіан (у цей момент тіні від вертикальних предметів стають найкоротшими). Однак наші годинники показують середній сонячний час. Зв'язок між справжнім сонячним часом T_\odot і середнім сонячним часом T_λ , вимірним на тому ж географічному меридіані, задають за допомогою *рівняння часу*:

$$\eta = T_\lambda - T_\odot. \quad (2.1)$$

Рівнянням часу називають також саму величину η , яку обчислюють наперед і подають на кожен день у всіх астрономічних щорічниках. Наближено його можна визначати з рис. 2.4 (інколи в літературі замість (2.1) використовують рівняння: $\eta = T_\odot - T_\lambda$, тут значення η мають протилежний знак, що необхідно враховувати в обчисленнях).

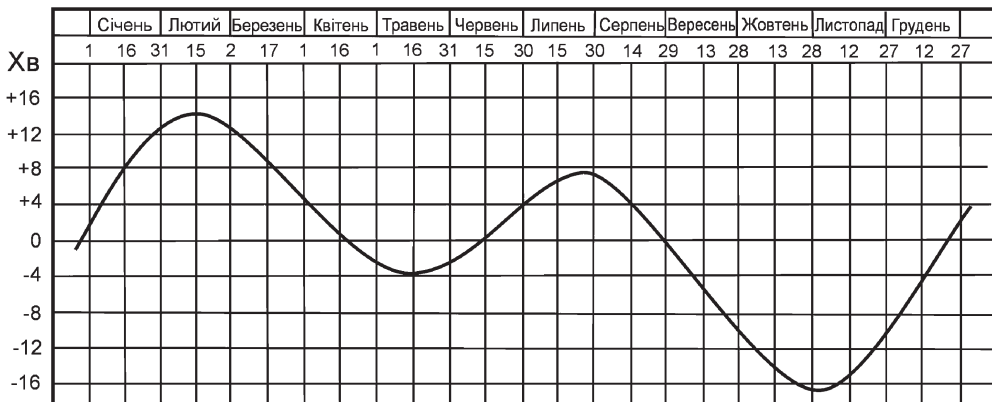


Рис. 2.4. Рівняння часу

З визначення часу T_{\odot} і T_{λ} , а також із домовленості про напрямок відліку прямого піднесення α бачимо, що виконується рівність (рис. 2.5): $\eta = \alpha_{\odot} - \alpha_{\text{сс}}$, тобто рівняння часу дорівнює різниці між прямим піднесенням Сонця α_{\odot} і прямим піднесенням середнього Сонця $\alpha_{\text{сс}}$. Це означає, що в дні, коли Сонце у русі по екліптиці обганяє середнє Сонце, тобто коли $\alpha_{\odot} > \alpha_{\text{сс}}$, рівняння часу $\eta > 0$, тоді $T_{\lambda} > T_{\odot}$ і середній південь настає швидше, ніж справжній, і навпаки, $\eta < 0$, коли $\alpha_{\odot} < \alpha_{\text{сс}}$. Найбільша розбіжність між положенням справжнього Сонця і середнього Сонця буває 12 лютого (тоді $\eta = +14$ хв 17 с) і 3–4 листопада ($\eta = -16$ хв 24 с). Чотири рази на рік — 15–16 квітня, 13–14 червня, 1 вересня і 25 грудня — рівняння часу $\eta = 0$.

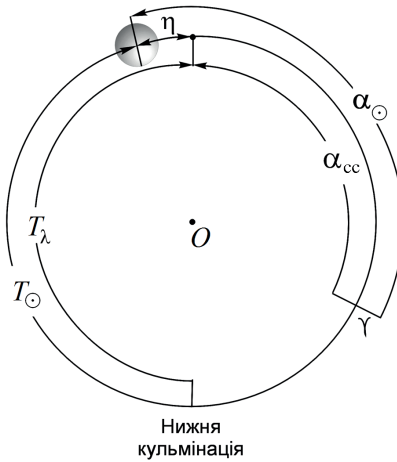


Рис. 2.5. Визначення рівняння часу через пряме піднесення справжнього Сонця і середнього екваторіального Сонця

У день весняного рівнодення $\eta = +7,5$ хв, це означає, що в добовому обертанні небесної сфери спочатку через меридіан спостерігача проходить середнє Сонце і лише через 7,5 хв — центр диска справжнього Сонця (рис. 2.6).

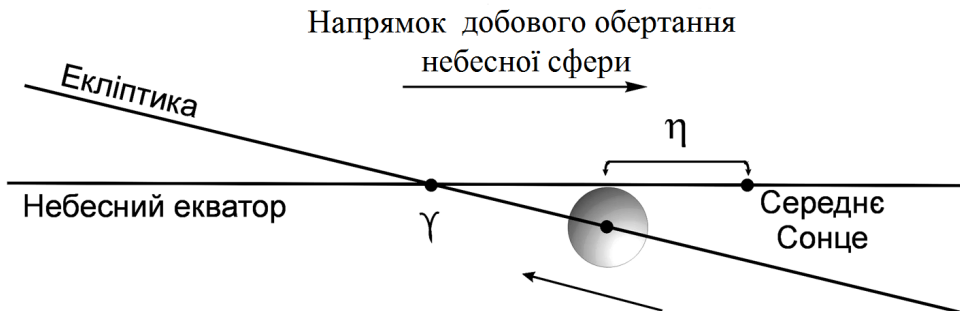


Рис. 2.6. Положення справжнього Сонця і середнього екваторіального Сонця в середині березня

2.4. Поясний, всесвітній і літній час

Досі йшлося про час, виміряний на меридіані спостерігача, — про місцевий час. За таким часом жили люди упродовж століть. Проте з розвитком залізниць і потребою складати графіки руху поїздів тощо з'явилась необхідність певного упорядкування лічби часу. У 1884 р. Міжнародна конференція представників 26 держав прийняла систему *поясного часу*. За цією системою всю земну кулю поділено меридіанами на 24 *годинні пояси* з нумерацією від 0-го до 23-го так, що ширина по довготі кожного поясу дорівнює 15° . Через середину кожного годинного поясу проходить *центральний меридіан поясу*.

Місцевий час $T_{\text{п}}$ центрального меридіана поясу називають його *поясним часом*.

За *нульовий* прийняли *грінвіцький меридіан*, нульовий годинний пояс відповідно простягається по довготі на $7,5^\circ$ на захід і на стільки ж на схід від грінвіцького меридіана.

Місцевий середній час грінвіцького меридіана T_0 називають *всесвітнім часом*.

Очевидно, що місцевий середній сонячний час T_λ спостерігача, який перебуває на географічній довготі λ , пов'язаний із T_0 так:

$$T_\lambda = T_0 + \lambda. \quad (2.2)$$

У свою чергу, поясний час:

$$T_{\text{п}} = T_0 + N^{\text{h}}, \quad (2.3)$$

де N — номер поясу, що збігається із вираженою в годинах довготою центрального меридіана цього поясу. Наприклад, для Києва $\lambda \cong 30^\circ \cong 2^{\text{h}}$, і відповідно $N = 2$.

Для деякого заощадження електроенергії на початку ХХ ст. окремі країни світу почали переходити на *літній час*: в останню неділю березня вночі стрілку годинника переводять на одну годину вперед, а в останню неділю вересня (у наш час — жовтня) — назад. Очевидно, що літній час $T_{\text{л}}$ пов'язаний з поясним часом $T_{\text{п}}$ простим співвідношенням:

$$T_{\text{л}} = T_{\text{п}} + 1^{\text{h}}. \quad (2.4)$$

Такий літній час було введено в СРСР у 1930 р., однак у визначений час стрілки годинників назад переведені не були, і цей час названо *декретним* (перехід було закріплено урядовим декретом). З 1981 р. тут вводили літній час, тобто на літній період стрілки годинників переводили ще на одну годину вперед, тому люди жили не за своїм поясним часом і навіть не за

часом сусіднього східного годинного поясу, а тому їхнє життя істотно і вимушено відривалося від природного біологічного ритму. Повернення до нормального поясного часу взимку і літнього часу влітку в Україні здійснено у 1991 р.

Повна група формул для взаємного перетворення систем часу така:

$$\begin{aligned} T_\lambda &= T_0 + \lambda; T_0 = T_\lambda - \lambda, \\ T_n &= T_0 + N^h; T_0 = T_n - N^h, \\ T_n &= T_0 + (N + 1)^h; T_0 = T_n - (N + 1)^h. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Межі годинних поясів проходять точно уздовж географічних меридіанів лише в ненаселених частинах Землі, а також у відкритих морях та океанах. На решті території ці межі проведено з урахуванням державних та адміністративних кордонів. На деяких територіях поясний час не використовується, або система відліку часу не встановлена.

Уся Європа, за винятком Ірландії і Португалії, живе за часом 1-го годинного поясу, центральний меридіан якого проходить дещо на схід від Праги. Цей час названо *середньоєвропейським*.

Через Берингову протоку і водами Тихого океану, приблизно вздовж меридіана 180°, від північного полюса Землі до південного простяглася *лінія зміни дати*. Звідси на нашій планеті починається відлік нової доби і нового року. Якщо мандрівник перетинає цю лінію, рухаючись у напрямку з заходу на схід, то він потрапляє у вчорашню дату, якщо ж зі сходу на захід — у завтрашню. Щоб цей ефект врахувати, у морській (і в повітряній) навігації прийнято таке правило: якщо корабель перетинає лінію зміни дати в напрямку з заходу на схід (корабель переходить у попередню дату), то у вахтовому журналі фіксують момент переходу, але наявну дату не виправляють. Її однак повторюють наступного дня. Наприклад, після 10 липня знову пишуть 10 липня. І навпаки, під час перетину лінії зміни дати в західному напрямку (корабель переходить у нову дату) наступного дня одну календарну дату викидають, наприклад, після 10 липня пишуть 12 липня.

2.5. Ефемеридний (динамічний) і атомний час

Упродовж багатьох століть, вимірюючи час, припускали, що обертання Землі навколо осі є рівномірним. Проте за останні 100 років отримано переконливі докази того, що, по-перше, обертання Землі поступово сповільнюється, а тривалість земної доби зростає на 0,0023 с за сто років і, по-друге, тривалість доби коливається упродовж року: весною вона майже на 0,001 с довша, а всередині року на 0,001 с коротша від свого середнього значення. Зауважимо, що йдеться не про нерівномірність руху Сонця по екліптиці, а саме про нерівномірність обертання Землі навколо осі.

Найімовірніше, що сезонні коливання тривалості доби пов'язані з циркуляцією земної атмосфери. Тривалі періодичні зміни зумовлені гальмівним впливом Місяця (припливами і відпливами, які виникають в океанах завдяки притяганню з боку супутника Землі), а також змінами маси льоду в Антарктиді та Гренландії. Однак причина стрибкоподібних змін швидкості обертання Землі, що сягають 0,0034 с (за останні 150 років це траплялося у 1864, 1876, 1898 і 1920 рр.), невідома.

У цілому можна впевнено говорити про вікове (необоротне) сповільнення обертання Землі, завдяки чому тривалість середньої доби зростає. З цієї причини стає неможливим використання поточної доби (доби конкретного року) як масштабної одиниці часу, зокрема у разі обчислень положень Сонця, Місяця і планет на багато років наперед (тим більше для обчислення моментів і місця сонячних та місячних затемнень, які трапилися тисячі років тому).

Це стало причиною введення рівномірного *ньютонівського*, або *ефемеридного часу*.

У 1956 р. Міжнародний комітет мір і ваг прийняв рішення вважати секундою $1/31\,556\,925,9747$ частину тропічного року для моменту 1900 р. 0 січня (тобто 31 грудня попереднього року) на 12 год ефемеридного часу. Це була *середня сонячна секунда* на початок 1900 р. На сьогодні всесвітній час відстає від ефемеридного більш, ніж на хвилину.

У 1967 р. за еталон часу прийняли атомний цезієвий годинник. У зв'язку з цим дали й нове визначення секунди. Тепер *секунда* — це проміжок часу, який дорівнює тривалості 9 192 631 770 періодів коливань електромагнітної хвилі, яка виникає під час переходу між двома рівнями надтонкої структури основного стану атома Цезію-133.

Атомний годинник надзвичайно точний та йде рівномірно. Упродовж року він «поспішає» або «відстає» не більше як на одну мільйонну частку секунди. Це дає змогу, по-перше, «контролювати» обертання Землі, по-друге, — запровадити різний відлік рівномірного часу згідно із загальною теорією відносності, враховуючи, що плин часу у сильному гравітаційному полі поблизу Сонця інший, ніж на Землі. Різниця не перевищує тисячних часток секунди і донедавна не враховувалася. У 1976 р. Міжнародний Астрономічний Союз запровадив нову систему вимірювання часу, і тепер ми маємо чотири системи відліку часу. *Земний динамічний час* — це рівномірний час, відлічуваний атомним годинником. Він має той самий нуль-пункт, що й ефемеридний та є фактично продовженням ефемеридного. *Барицентричний динамічний час* — це рівномірний час у системі відліку, пов'язаної із центром мас Сонячної системи (барицентром). Нерівномірний *всесвітній час* залишився, бо на нього спираються спостереження з Землі, котра обертається нерівномірно. І, нарешті, як компроміс, був запроваджений *всесвітній координований час* (ВКЧ). Це фактично земний динамічний час, бо відлічується рівномірним атомним годинни-

ком, але показання цього годинника час від часу (один раз на 2–3 роки) координуються за всесвітнім часом шляхом додавання «зайвої» секунди. Зі спостережень визначають, коли саме це робити, враховуючи, що ВКЧ має відрізнятись від всесвітнього не більше, ніж на 0,9 секунди.

2.6. Зв'язок між сонячним і зоряним часом

Не лише в щоденному житті, а й під час реєстрації тих чи інших астрономічних явищ ми використовуємо середній сонячний час (поясний, літній, всесвітній). Однак вигляд зоряного неба залежить від зоряного часу, тобто від положення точки весняного рівнодення відносно небесного меридіана. Отже, потрібно виявити зв'язок між цими двома системами лічби часу.

Оскільки за добу Сонце зміщується по екліптиці на $0,986^\circ$, то сонячна доба довша від зоряної на 3 хв 56,555 с, тобто майже на 4 хв. За рік ця різниця, нагромаджуючись, становить добу: тому у тропічному році налічується 365,2422 середніх сонячних діб і 366,2422 зоряних.

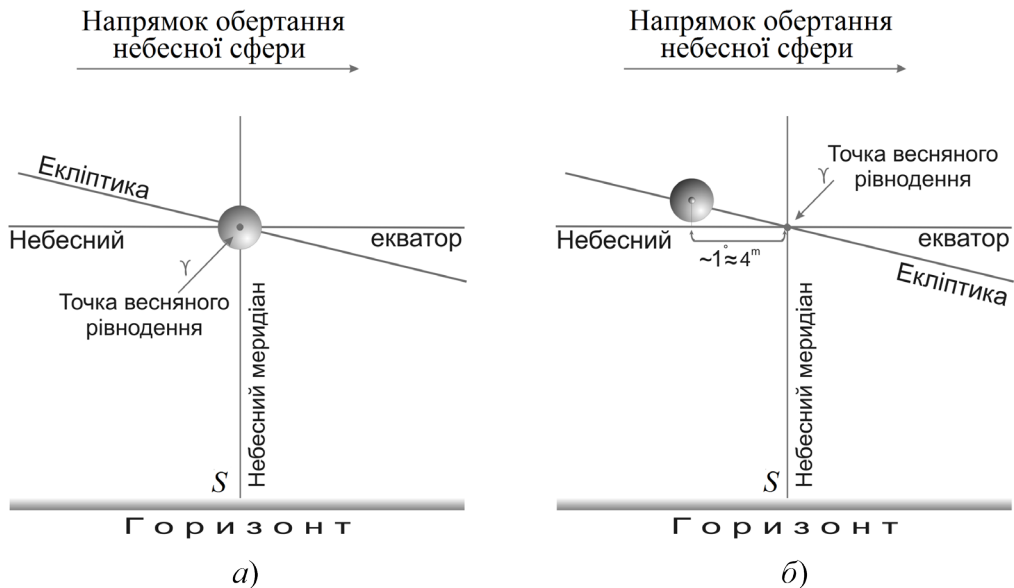


Рис. 2.7. Пояснення різниці в тривалості зоряної та сонячної доби: 20 березня центр диска Сонця збігається з точкою весняного рівнодення у момент верхньої кульмінації (а), до півдня 21 березня Сонце зміститься в бік сходу майже на 1° , що відповідає 3 хв 56 с (б)

Довести сказане можна за допомогою таких міркувань (рис. 2.7). Нехай у день весняного рівнодення 20 березня центр диска Сонця збігається з точкою весняного рівнодення якраз у момент її верхньої кульмінації. За добу, до полудня 21 березня Сонце зміститься на тлі зір у бік сходу майже на 1° , тому центр його диска наступного разу пройде через небесний меридіан на 3 хв 56 с пізніше, ніж точка весняного рівнодення.

Середній сонячний час T_λ і зоряний час s збігаються 23 вересня (тоді в момент нижньої кульмінації Сонця, коли на меридіані спостерігача починається нова сонячна доба, точка весняного рівнодення перебуває у верхній кульмінації і починається нова зоряна доба). Кожного наступного дня екваторіальне середнє Сонце переходить через небесний меридіан на 3 хв 56 с пізніше, ніж попереднього, тому різниця між сонячним і зоряним часом постійно зростає. Через три місяці, 22 грудня, на початок сонячної доби ($T_\lambda = 0$ год) зоряний час $S_0 = 6$ год, через півроку, 21 березня, у той самі момент $S_0 = 12$ год (а, отже, Сонце і точка весняного рівнодення одночасно перебувають у нижній кульмінації, але зоряний час відлічують від верхньої кульмінації точки Υ !), ще через три місяці, 22 червня, на початок сонячної доби $S_0 = 18$ год, так що до наступного осіннього рівнодення набігає ціла додаткова зоряна доба.

Зоряний час S_0 на початок кожної доби наведений у всіх астрономічних щорічниках. А якщо такого календаря під руками немає, то значення S_0 можна (з точністю до 4 хв) обчислити за такою наближеною формулою: $S_0 \approx 6 \text{ год } 40 \text{ хв} + 2D$, де D — проміжок часу, що минув з початку року, виражений в місяцях, який далі переобчислюємо в години і хвилини. Наприклад, для 10 вересня $D = 8,33 = 8 \text{ год } 20 \text{ хв}$. Тому зоряний час на початок доби 10 вересня $S_0 \approx 6 \text{ год } 40 \text{ хв} + 16 \text{ год } 40 \text{ хв} \approx 23 \text{ год } 20 \text{ хв}$.

Якщо зоряний час S_0 на початок доби відомий, то далі знаходимо зоряний час на момент T_λ :

$$s = S_0 + T_\lambda + \Delta T_\lambda, \quad (2.6)$$

де ΔT_λ — поправка, якою враховують те, що сонячна доба довша від зоряної. Якщо, наприклад, $T_\lambda = 12$ год, то $\Delta T_\lambda = 1 \text{ хв } 58 \text{ с}$, якщо $T_\lambda = 6$ год, то $\Delta T_\lambda = 0 \text{ хв } 59 \text{ с}$. Для точних обчислень використовують спеціальні таблиці для переведення інтервалів середнього сонячного часу в інтервали зоряного (і навпаки), які можна взяти з Астрономічних щорічників, або лабораторних практикумів з астрономії. У разі наближених обчислень (скажімо, для визначення умов перебування певних сузір'їв над горизонтом на певну годину середнього часу) поправкою ΔT_λ можна знехтувати.

Якщо ж потрібно перевести інтервал зоряного часу в інтервал сонячного, то відповідну поправку ΔT віднімають. Усе це роблять з розрахунку, що 1 середня сонячна доба становить 1,002738 зоряної доби.

2.7. Астрономічні основи календаря. Типи календарів

Календарем прийнято називати певну систему лічби тривалих проміжків часу з поділом їх на окремі, коротші періоди (роки, місяці, тижні, дні). Саме слово календар походить від латинських слів *caleo* — проголошую і *calendarium* — боргова книга. Перше нагадує про те, що у Давньому Римі, звідки до нас прийшов наш календар, початок кожного місяця проголошували окремо, а друге — що там першого числа кожного місяця було прийнято сплачувати проценти за борги.

Як уже згадувалося, календарні одиниці лічби часу, зокрема місяць і рік, сформувалися в процесі їхнього зіставлення з природними явищами, що періодично повторюються. Це — зміна фаз (зовнішнього вигляду) Місяця і зміна пір року. Відповідні їм проміжки часу *синодичний місяць* (29,53059 діб) і *тропічний рік* (365,2422 діб) є астрономічними прообразами календарного місяця і календарного року. Залежно від того, які одиниці лічби часу обрано за головні та якими були традиції чи релігійні уявлення людей, у різних місцях нашої планети розроблено сонячні, місячно-сонячні і місячні календарі.

У *сонячних календарях* за основу обліку беруть зміну пір року, тоді як на зміну фаз Місяця не зважають. Найдавнішим з відомих сонячних календарів був єгипетський, в якому календарний рік складався з 12 місяців по 30 днів у кожному, після чого вставляли п'ять додаткових днів. Сонячним є і наш календар, хоча його історія вказує на те, що спочатку давні римляни зіставляли початки своїх місяців з фазами Місяця.

Календар, в якому облік днів проводять проміжками часу, близькими до тривалості синодичного місяця, а зміну пір року взагалі до уваги не беруть, називають *місячним календарем*. Саме такою системою лічби часу користуються нині всі народи, які сповідують іслам. Цей календарний рік складається з 12 місяців, в яких непарні місяці мають по 30 днів, парні — по 29 днів, тобто він налічує всього 354 дні. Оскільки ж 12 синодичних місяців — це 354,367 діб, то час від часу вони вставляють цілу добу: у «турецькому циклі» — тричі за вісім років, в «арабському циклі» — 11 за 30 років. Завдяки цьому перше число календарного місяця утримується за першої появи вузького серпа Місяця на вечірньому небі, яку давні греки називали *неоменією* (від гр. νεος — новий, μην — Місяць).

Календар, в якому менші проміжки часу вимірюють місяцями по 30 і 29 діб, тобто у ритмі зі змінами фаз Місяця, але в середньому за якийсь більший відрізок часу тривалість календарного року підтримується близько до тропічного року, називають *місячно-сонячним*. У наш час цим календарем користується Ізраїль. У минулому такі системи лічби часу, мабуть, були в більшості народів світу, у тому числі і в наших далеких предків. Про це свідчить такий запис у літопису: «В літо..., яке настало 7 березня», або «місяця березня, 10, а небесного лютого 15...» Тобто тут є накладання дав-

нього методу лічби часу за фазами Місяця на звичний для нас календар, який наші предки отримали з Візантії разом із християнством.

Відомо декілька варіантів узгодження місячного календаря зі змінами сезонів з тим, щоб утримувати початок календарного року поблизу дати весняного рівнодення. Це, зокрема, 8-річний і 19-річний, або *метонів*, цикли. У першому випадку у 8 тропічних роках налічується 2922 діб і це майже збігається з 99 синодичними місяцями (тут 2923,53 діб). Проте ліпшим є метонів цикл, виявлений у 432 р. до н. е. грецьким астрономом Метонном. У ньому виконується таке співвідношення: 19 тропічних років = 235 синодичних місяців = 6940 діб. Це й дало змогу, вставляючи 13-й місяць 7 разів за кожні 19 років, утримувати початок нового року, скажімо, поблизу дати весняного рівнодення.

Що стосується нашого сучасного календаря, то його першоосновою був *юліанський календар*, розроблений астрономом Созігеном і уведений з 1 січня 45 р. до н. е. видатним римським політичним діячем Юлієм Цезарем. У цьому календарі в трьох із кожних чотирьох років було прийнято налічувати 365 днів, у четвертому, *високосному*, — 366 (від лат. *bis sextus* — додатковий шостий, або ж вставний день, який давні римляни вставляли між 23 і 24 лютого; назва цього дня походить від того, що римляни лічили дні в зворотному порядку — «стільки-то днів залишилося до березневих календ», тобто до 1 березня). Тож і тепер *високосним* ми називаємо рік, в якому є 366 днів, а *простим* — в якому їх 365.

Отже, в середньому за 4 роки тривалість юліанського календарного року дорівнювала 365,25 діб, тоді як у тропічному році налічується 365,2422 діб. І хоча різниця тут, начебто, невелика, однак за кожні 128 років набігала ціла зайва доба, тому всі астрономічні явища за юліанським календарем через кожні 128 років зсувалися на більш ранні дати. Наприклад, якщо у III ст. н. е. весняне рівнодення припадало на 21 березня, то через 128 років — на 20, ще через такий самий проміжок часу — на 19 березня і т. д.

Після того, як у 323 р. за імператора Костянтина християнство стало державною релігією, на Нікейському церковному соборі (325 р.), було прийнято святкувати Пасху у першу неділю після повні, яка настає в день весняного рівнодення чи зразу після нього. Римська імперія жила за юліанським календарем, однак найважливіше церковне свято — Пасха — і пов'язаний з нею богослужбовий цикл відзначались за місячно-сонячним календарем. З часом згадані недоліки юліанського календаря ставали все помітнішими: астрономічний момент весняного рівнодення сповзав у бік лютого місяця. Тому папа Григорій XIII, за проектом італійського вченого Луїджі Ліліо, провів реформу календаря. Оскільки до середини XVI ст. дата весняного рівнодення вже змістилася на 10 діб і випадала на 11 березня, то, щоб повернути її знову на 21 березня, з лічби днів вилучили 10 діб: після 4 жовтня 1582 р. настало не 5, а 15 жовтня. А щоб надалі зберігати якомога краще узгодження між тривалістю тропічного і календарного ро-

ків, з кожних наступних за 1582 р. чотирьохсот років (це приблизно 128×3) вилучають три доби. Так, ті столітні роки, число сотень яких не ділиться без остачі на 4, є простими, у них налічують 365, а не 366 діб. Наприклад, прийнято не вважати високосними (див. далі) наступні роки: 1700, 1800, 1900, 2100. Тож, якщо в юліанському календареві в періоді із 400 років у 100 налічується по 366 днів, і в 300 по 365, то в григоріанському у такому самому періоді років із 366 днями на три менше, тобто їх 97.

Цей виправлений календар отримав назву *григоріанського* або *нового стилю*, а за юліанським календарем з того часу закріпилася назва *старого стилю* (відповідно *н. ст.* і *ст. ст.*).

Григоріанський календарний рік у середньому за 400 років триває 365,2425 діб, це всього на 26 с перевищує тропічний рік. І тому похибка в одну добу тут набігає за 3300 років (з урахуванням сповільнення швидкості обертання Землі — за близько 2800 років). Отже, цей виправлений календар є досить точним. Оскільки ж вилучення з лічби трьох згаданих діб проводять не через однакові проміжки часу, то весняне рівнодення зміщується в межах 1,5 доби. І, як уже зазначено вище, воно буває 21, 20 і навіть 19 березня (особливо у високосні роки).

Існують твердження, нібито точнішим від григоріанського був календар народу майя, нащадки якого і сьогодні живуть у Мексиці, Гватемалі та Белізі. Проте ці твердження є безпідставними. Можливо, що предки нинішніх майя справді знали тривалість тропічного року з високою точністю (рукописи майя, писані складними ієрогліфами, практично всі знищені). Однак з тих скупих відомостей, які дійшли до нас (трьох рукописів, стел і написів на будівлях) зовсім не видно, щоб у майя були розроблені якісь правила високосів, вставок додаткових днів у лічбу календарних років. Вони користувалися роками з тривалістю 260, 360 і 365 днів. Календар цей був складним, але винятково точним бути не міг.

2.8. Календарні ери. Хронологія

У практичній діяльності люди не могли обходитися без системи лічби років, *літочислення*. У далекому минулому кожне плем'я мало свою власну календарну систему. В одних місцях лічбу років вели від певної реальної події (скажімо, від приходу до влади того чи іншого правителя, від спустошливої війни чи стихійного лиха), в інших — від міфічної події, пов'язаної іноді з релігійними уявленнями людей.

Епоха — початкова точка відліку років у тій чи іншій ері. *Ера* — це вся сукупність років, що минули від початку їх відліку.

Відомо кілька сотень ер, якими користувалися народи. З найвідоміших є літочислення від перших Олімпійських ігор, що відбулися у 776 р. до н. е., або від заснування Рима, що нібито сталося у 753 р. до н. е. Вважають,

що слово ера походить від лат. *aera* — число. Є й інша версія, за якою це аббревіатура з перших літер фрази *ab exordio regni Augusti* — «від початку царювання Августа», римського імператора Августа Октавіана, що тривало з 27 р. до н. е. до 14 р. н. е. (літочислення насправді вели від обрання його консулом у 44 р. до н. е.).

Ми користуємося літочисленням від *Різдва Христового* (насправді — від Свята Благовіщення). Його ввів у 525 р. римський монах, папський архіваріус Діонісій Малий, який складав нові таблиці дат Пасхи. Раніше таке літочислення було вжите в «Хронографі 354 р.» — книзі, що містила списки римських консулів, префектів, єпископів. Можливо, Діонісій використав згадане джерело або зробив це з метою полегшення подальших обчислень дат Пасхи. Однак він помилився, бо за євангельським текстом Христос народився під час царювання в Іудеї Ірода, який (як це згодом було встановлено) помер весною 4 р. до н. е.

Історики ще й сьогодні не можуть з упевненістю сказати, чи вони правильно називають дати подій, що відбулися, скажімо, у Греції чи Римі п'ятдесят–сто років до н. е. Річ у тім, що календарі давніх людей були надто недосконалими, дні і місяці вставляли нерегулярно, цим дуже зловживали жерці, яким було доручено стежити за календарем. Не випадково французький філософ Вольтер сказав: «Римські полководці перемагали завжди, але вони ніколи не знали, в який день це траплялося».

Події минулих років і століть упорядковані в єдину всесвітню історію в одному з розділів — *хронології* (від. гр. *χρονος* — час і *λογος* — слово, вчення). Завданням хронології є якраз вивчення усіх форм і методів лічби часу, зіставлення і визначення точних дат історичних подій та документів. Як виявилось, труднощі виникають не лише тому, що доводиться мати справу з різними календарями, а й з різноманітними стилями, якими могли користуватися одні і ті ж народи в різні проміжки часу.

Під *стилем літочислення* розуміють визначення початку року. У країнах Західної Європи вживали шість різних стилів. Новий рік міг розпочинатися з 25 грудня (з Різдва Христового), 1 січня, 1 березня, 25 березня (свято Благовіщення), з дня Пасхи і з 1 вересня. Наприклад, лічба років, початок яких був приурочений до Різдва Христового, у Франції велася з VIII і до кінця X ст. У VI ст. рік там починався 1 березня і т. д.

Звичне для нас поняття нового стилю в розумінні григоріанської реформи календаря можна пояснити так: це календар з таким початком відліку, в якому 21 березня є днем весняного рівнодення.

У Київській Русі, як це впливає з літописів, теж використовували кілька стилів: березневий, з початком року 1 березня, та вересневий з лічбою року від 1 вересня (прийшов з Візантії). Згодом в Україні закріпився звичай відлічувати рік від 1 січня.

Для практичного вимірювання проміжку між двома моментами часу використовують так звані *юліанські дні*. Їх відлічують безперервно від

умовної дати 1 січня 4713 р. до н. е. Ця система лічби, що була запропонована французьким вченим Ж.-Ж. Скалігером і названа ним на честь його батька Юлія, виявилася досить ефективною, оскільки дозволяла уникнути помилок і невпевненості в результатах у процесі визначення точної кількості діб між двома певними подіями у минулому (як ось сонячними чи місячними затемненнями тощо). Початком юліанського дня вважається середній грінвіцький полудень. Юліанські дні на кожний календарний день можна визначити за допомогою спеціальних таблиць, які є в астрономічних щорічниках.

Розділ 3

ЕЛЕМЕНТИ ПРАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ

3.1. Кутомірні інструменти. Астрономічні годинники. Служба часу

Вимірювання кутових відстаней між світилами — проблема надзвичайно важлива. Вона і тепер так само актуальна, як і дві тисячі років тому. Для цього сьогодні використовують надійні прилади і високоточні кутомірні інструменти.

Для найпростіших же вимірювань згаданих кутових відстаней можна скористатися тим, що ширина великого пальця на витягнутій руці становить близько 2° , ширина кулака — 8° , розкритої руки від нігтя великого пальця до нігтя мізинця у дорослої людини — близько 20° . Варто запам'ятати також відстані в градусах між окремими зорями Великої Ведмедиці (рис. 3.1). Зокрема, кутова відстань між зорями α і β («задніми колесами Великого Веза») — $5,4^\circ$, а між зорями ζ (Міцар) і γ (Алькор) Великої Ведмедиці — $12'$.

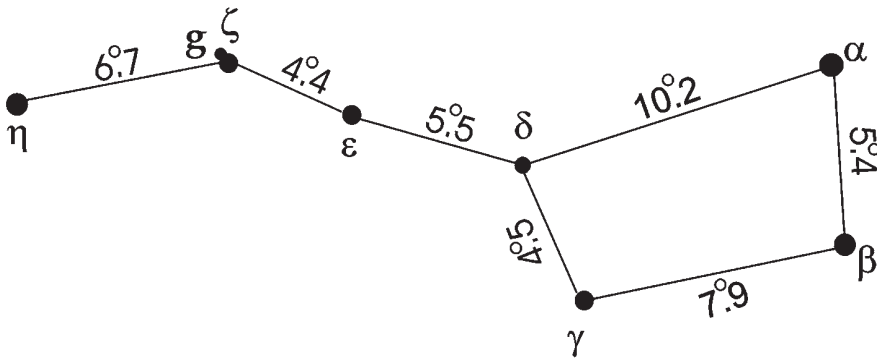


Рис. 3.1. Кутові відстані між зорями «ковша» Великої Ведмедиці

Найпростіший варіант кутомірного приладу складається з двох лінійок, коротшу з яких наглухо закріплюють перпендикулярно до довшої (рис. 3.2). На короткій лінійці дугою з інтервалом 1 см розміщують шпичаки (цвяхи). За радіуса дуги 57,3 см згаданому інтервалові між двома сусідніми шпичачками відповідає кут 1° на небесній сфері. За допомогою такого інструмента раніше регулярно спостерігали за положенням планет і Місяця відносно деяких опорних зір, з'ясовуючи особливості їхнього руху.

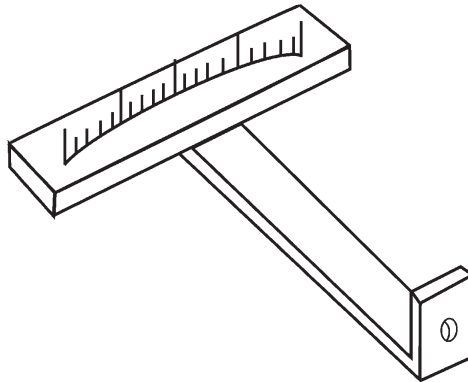


Рис. 3.2. Найпростіша кутомірна лінійка

Для найпростіших вимірювань кутових висот світил над горизонтом використовували транспортир, на якому закріплена лінійка з візирами і висок (рис. 3.3).

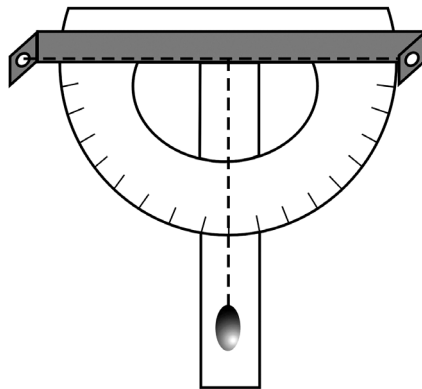


Рис. 3.3. Найпростіший висотомір

Певні спостереження можна проводити за допомогою бінокля і *теодоліта*. Потрібно пам'ятати, що у правій трубі польового бінокля є сітка рисок, які називають тисячними. Кут, під яким видно предмет, що вкладається в одну мітку, дорівнює $3,6'$, а $\text{tg } 3,6' = 0,001$. Отже, відстань до предмета,

який має висоту H , у цьому випадку становить $1000H$. Якщо той самий предмет вкладається у дві мітки, то відстань до нього удвічі менша і т.д. У теодолітах кутова відстань між двома крайніми горизонтальними нитками дорівнює $36'$, тангенс цього кута — $0,01$. Якщо якийсь об'єкт з лінійними розмірами H заповнює відстань між згаданими горизонтальними лініями, то він віддалений від спостерігача на відстань $100H$. За допомогою теодоліта можна проводити безпосередні спостереження кратерів на Місяці, визначати їхні діаметри тощо.

У теодолітів часто вертикальна шкала менш точна, оскільки цей інструмент в основному використовують землеміри, які вимірюють здебільшого горизонтальні кути. Більш точним приладом є універсальний інструмент.

Для визначення моментів проходження світил через небесний меридіан у верхній кульмінації і вимірювання їхніх схилень в астрономічних обсерваторіях раніше використовували *пасажний інструмент* (від фр. *passage* — перехід). Зорова труба цього інструмента може рухатися лише в площині небесного меридіана. Однак прямі піднесення і схилення світил точніше визначали за допомогою меридіанних кругів. Тут також труба рухається вздовж площини небесного меридіана, відліки раніше робили фотографічним і фотоелектричним методами, нині — за допомогою приладів із зарядовим зв'язком (ПЗЗ приймачі випромінювання — див. підрозділ 10.1).

Точні моменти проходження світил через небесний меридіан фіксували за допомогою різного типу годинників. Раніше в кожній астрономічній обсерваторії була своя служба часу, годинники-хронометри, тобто переносні пружинні годинники, маятникові, кварцові, атомні і молекулярні годинники. Одні з них показують середній сонячний, інші — місцевий зоряний час.

Кожен із згаданих типів годинників має свій хід, тобто кількість секунд за добу, на які годинник спішить або відстає від ідеального. Визначенням ходу і відповідно поправки годинника на кожен день займається служба часу. Наприклад, якщо T' — показання годинника на момент T (у певній системі лічби), то поправка годинника:

$$u = T - T'. \quad (3.1)$$

Отже, справжній час T знаходимо зі співвідношення:

$$T = T' + u. \quad (3.2)$$

Як бачимо, поправка годинника — значення, яке слід додати до показу годинника, щоб отримати справжній час. Зміну поправки годинника за певний інтервал часу називають ходом годинника:

$$\omega = \frac{u_2 - u_1}{T_2 - T_1}. \quad (3.3)$$

Добовий хід морського хронометра не перевищує 0,3 с, у маятникових астрономічних годинників — 0,003 с, у кварцових — 0,0002 с. В атомних і молекулярних годинників похибка в 1с нагромаджується за декілька років. Такі годинники використовують для періодичного контролю за ходом кварцових годинників обсерваторій.

3.2. Визначення географічних координат спостерігача

Географічну широту φ спостерігач може обчислити за формулою (1.3), зафіксувавши висоту світила у верхній кульмінації $h_{\text{вк}}$, якщо тільки йому відоме схилення світила δ . Перед цим спостерігачеві потрібно визначити напрямок полуденної лінії. Увечері, незадовго до верхньої кульмінації вибраного світила (їх доцільно використати декілька) теодоліт ставлять на майданчику, за допомогою рівнів встановлюють вісь інструмента вертикально, після чого з урахуванням власних похибок теодоліта проводять спостереження.

Географічну широту місця визначають також за кутовою висотою Полярної зорі над площиною горизонту. Однак слід пам'ятати, що внаслідок добового обертання Землі ця зоря описує навколо полюса світу коло радіусом $\approx 39'$ (на 2018 р.) і в момент зоряного часу $s \approx 2^{\text{h}} 30^{\text{m}}$ перебуває у верхній кульмінації, тобто вище від полюса світу, а за $s \approx 14^{\text{h}} 30^{\text{m}}$, у нижній кульмінації. У ці моменти вимірювання можна виконувати не поспішаючи, адже кутові висоти світил над горизонтом під час їх переходу через небесний меридіан змінюються найповільніше.

Географічну довготу λ знаходять з умови, що зоряний час s у момент спостереження світила, яке перебуває у верхній кульмінації, дорівнює прямому піднесенню цього світила α . За годинником, що відлічує грінвіцький зоряний час, реєструють момент проходження світила через небесний меридіан. Отже, $\lambda = \alpha - S_0$, де S_0 — зоряний час за Грінвічем.

Для вимірювання висот світил у мореплавстві та авіації упродовж довгого часу використовували *секстанти* (за суцільної хмарності вдень кутову висоту Сонця над горизонтом вимірюють радісекстантом). Самі ж координати пункту перебування корабля можна визначити методом, що його розробив капітан Сомнер ще в середині XIX ст. (*метод Сомнера*). В основі методу лежить той очевидний факт, що кожне світило (небесні координати якого α і δ відомі) у певний момент часу для різних спостерігачів у різних точках поверхні Землі перебуває на різних кутових відстанях від зеніту, а один спостерігач бачить його у зеніті. Тоді географічна широта останнього $\varphi = \delta$, а його довгота $\lambda = \alpha - S_0$. Для визначення невідомих географічних координат φ і λ вибирають дві зорі з відомими α_1, δ_1 та α_2, δ_2 , і за допомогою секстанта вимірюють їхні кутові відстані від зеніту z_1 і z_2 . Очевидно, що перша зоря у цей час перебуває у зеніті для спостерігача з географічними координатами $\varphi_1 = \delta_1$ і $\lambda_1 = \alpha_1 - S_0$, а друга — у зеніті для спостерігача з координатами $\varphi_2 = \delta_2$ і $\lambda_2 = \alpha_2 - S_0$. На глобусі (чи на карті) накреслюють коло радіусом z_1 з центром у точці

(φ_1, λ_1), те саме роблять і для другого світила. Отже, положення невідомого пункту знаходять в точці перехрестя вказаних кіл, накреслених для двох світил (друга точка перетину кіл, як правило, розташована за тисячі кілометрів і до уваги не береться).

Звичайно, перед цим було розв'язано інші задачі. На обсерваторіях, географічні координати яких відомі з високою точністю, за допомогою меридіанних кругів визначили висоти тих чи інших зір у моменти їх кульмінацій та за відомими h і φ обчислили схилення δ для цих світил. Водночас реєстрували точні моменти проходження цих зір через небесний меридіан. У випадку верхньої кульмінації світила його пряме піднесення $\alpha = s$, а $s = S_0 + \lambda$, де λ — географічна довгота меридіана, на якому встановлено вимірювальний інструмент; S_0 — зоряний час грінвіцького меридіана. Для більшості зір координату α знаходять за допомогою відносного (диференціального) методу: шляхом визначення інтервалу часу, за який конкретна зоря проходить через небесний меридіан пізніше (або раніше) від зорі, координата α для якої вже визначена іншими методами. Означені координати α і δ для кожної досліджуваної зорі розміщують у спеціальних зоряних каталогах.

3.3. Довжина дуги земного меридіана. Форма і розміри Землі

Уявлення про те, що Земля має форму кулі, висловив ще Піфагор більш ніж 500 р. до н. е. Арістотель десь через 160 років після нього писав: «...Математики, які обчислювали коло Землі, вважають, що воно дорівнює приблизно 400 тисячам стадій...». Стадія — це одиниця довжини, яку використовували в Давній Греції та Єгипті, вона дорівнює відстані, що її проходить людина за проміжок часу, поки над горизонтом не з'являється увесь диск Сонця (тобто приблизно за 2 хв). За одним із варіантів, 1 стадія = 157,5 м. У цьому випадку довжина повного кола Землі за Арістотелем дорівнювала б 63 000 км, а радіус Землі R_{\oplus} — 10 032 км.

Точніші розміри Землі отримав давньогрецький математик і астроном Ератосфен, за яким довжина кола Землі мала б становити 250 000 стадій і $R_{\oplus} = 6 290$ км (за довжини стадії 157,5 м). Метод таких вимірів очевидний (рис. 3.4). Нехай для спостерігача у пункті A певна зоря переходить через зеніт, а якщо спостерігач зміститься уздовж меридіана на відстань d , — на зенітній відстані z . Очевидно, якби спостерігач уявно описав навколо центра Землі дугу 360° , тобто пройшов шлях $2\pi R_{\oplus}$, то все було б, як на початку. Звідси складаємо пропорцію: довжина земного кола $2\pi R_{\oplus}$ у стільки разів більша від дуги d , у скільки повний кут 360° перевищує кут z . Отже, знаходимо, що радіус Землі:

$$R_{\oplus} = \frac{180^\circ}{\pi z} d. \quad (3.4)$$

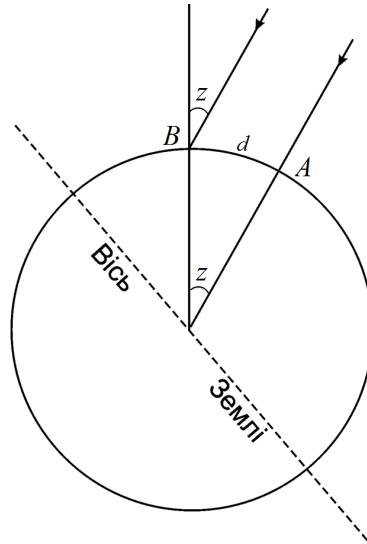


Рис. 3.4. Визначення радіуса Землі за допомогою вимірювання зенітної відстані світила з двох пунктів

На практиці радіус Землі визначають на різних географічних широтах, переходячи від широти φ_1 до φ_2 , тоді $z = \varphi_1 - \varphi_2$. Якби для різних значень φ_i отримували однакове R_{\oplus} , то звідси випливало б, що Земля має форму кулі. Насправді це не так. Щоб уточнити форму Землі, провели високоточні вимірювання довжини дуг земних меридіанів на основі *методу триангуляції* (оскільки безпосереднє вимірювання значних лінійних відстаней уздовж географічного меридіана неможливе з огляду на природні перешкоди — річки, болота, гори тощо). У кінцевих пунктах O_1 та O_2 дуги, довжину якої потрібно визначити (рис. 3.5), і по обидва боки від неї у пунктах A, B, C, \dots встановлюють спеціальні вишки висотою близько 3 м — *геодезичні знаки*, а в долинах і лісах — висотою 20–40 м — *геодезичні сигнали*. Вони є вершинами утвореної на місцевості сітки трикутників. Встановлюють їх так, щоб з кожної вершини було видно кілька інших. Якщо одна із сторін трикутника AO_2 , що називається *базисом триангуляційної сітки*, виміряна безпосередньо з високою точністю, і так само точно виміряно кути між напрямками на сусідні вишки, то за допомогою формул тригонометрії обчислюють сторони трикутника і довжину d шуканої дуги меридіана.

До 60-х років XX ст. максимальні розміри базису не перевищували 6–10 км. Нині завдяки застосуванню методів радіо- і світлолокації їх збільшили до 30 км і похибка вимірювання не перевищує 2 мм на кожні 10 км довжини.

Унаслідок проведених вимірів виявлено, що довжина 1° дуги меридіана Землі на екваторі дорівнює 110,576 км, на широті 45° — 111,143 км і на полюсі — 111,696 км. З'ясовано, що форма Землі подібна до двовісного

еліпсоїда. Проте, оскільки різниця між значеннями екваторіального і полярного радіусів невелика, то говорять звичайно про земний сфероїд. Для нього у 1876 р. прийняли такі розміри:

екваторіальний радіус $R_{\text{еф}} = 6\,378,140$ км;

полярний радіус $R_{\text{пф}} = 6\,356,755$ км;

різниця їхніх значень $R_{\text{еф}} - R_{\text{пф}} = 21,385$ км;

сплюснутість $(R_{\text{еф}} - R_{\text{пф}}) : R_{\text{еф}} = 1 : 298,257$.

Прийнято, що середній радіус Землі $R_{\oplus} = 6\,371$ км, середнє значення 1° дуги земного меридіана — $111,2$ км, довжина кола земного екватора — $40\,075$ км, а земного меридіана — $40\,008$ км.

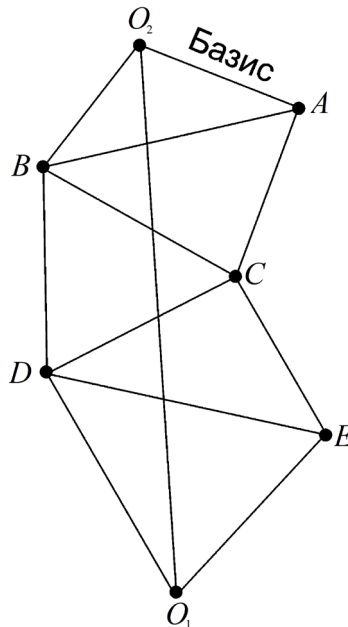


Рис. 3.5. Знаходження довжини O_1O_2 дуги меридіана методом триангуляції

Зауважимо, що на рівній земній поверхні видимий горизонт є малим колом, по якому конус, утворений променями зору спостерігача, дотикається земної поверхні. Як це видно з рис. 3.6, на рівній місцевості видимий горизонт AB розташований нижче від справжнього горизонту спостерігача EOD . З трикутника OBC неважко (за теоремою Піфагора) отримати наближену формулу для оцінки відстані до видимого горизонту d для заданої висоти h , на якій перебуває спостерігач h :

$$d \approx \sqrt{2R_{\oplus}h} \approx 3,6\sqrt{h}. \quad (3.5)$$

Завдяки рефракції можна бачити далі, а саме: $d \approx 3,8\sqrt{h}$.

Тут h виміряно в метрах, а d — у кілометрах. Для $h = 2, 20$ і 200 м відповідно $d = 5, 17$ і 54 км.

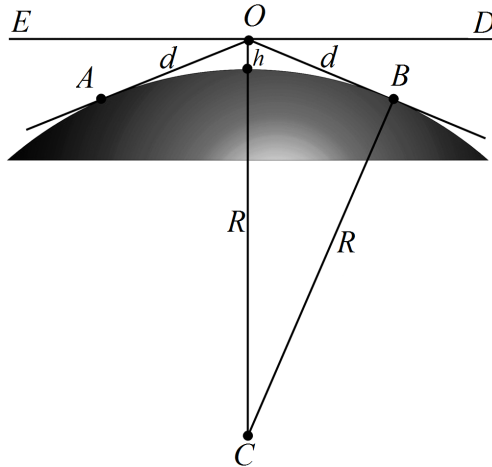


Рис. 3.6. Визначення положення видимого горизонту

І, нарешті, спостерігач повинен пам'ятати, що кутові висоти світил над горизонтом, якщо він оцінив їх на око, не є справжніми. Це пов'язане з особливостями людського ока, неоднаковістю напруження м'язів очей під час огляду предметів на різних висотах. Позірні і справжні кутові висоти наведені в наступній таблиці 3.1.

Таблиця 3.1

Позірні і справжні кутові висоти, у градусах

Позірні висоти		Справжні висоти	Позірні висоти		Справжні висоти
Удень	Уночі		удень	уночі	
13	10	5	60	50	35
25	18	10	67	60	45
34	26	15	74	68	55
42	33	20	79	74	65
49	39	25	84	81	75
55	45	30	88	87	85

З тієї ж причини кутові розміри Сонця і Місяця поблизу горизонту здаються у два-три рази більшими, ніж у разі їх найвищого положення над горизонтом. Що це насправді не так, легко перевірити, вимірявши діаметр Сонця або Місяця за допомогою теодоліта (**у випадку спостережень Сон-**

ця — з обов'язковим дотриманням надійного захисту очей від прямих концентрованих сонячних променів тільки за допомогою *спеціального щільного світлофільтра!*).

3.4. Рухома карта зоряного неба

За допомогою *рухомої карти зоряного неба* з'ясовують умови перебування над горизонтом тих чи інших сузір'їв на певний момент часу.

З цією метою часто використовують і звичайну карту зоряного неба. Нагадаємо, що дати на обводі виготовленої у вигляді круга карти вказують положення Сонця на екліптиці. Знаходимо потрібну дату і уявно пересуваємо цю точку вправо, за горизонт. Отже, на вечірньому небі будуть ті сузір'я, які перебувають зліва від Сонця, тобто мають більші, ніж Сонце, прямі піднесення. У верхній кульмінації через годину після заходу Сонця будуть світила, прямі піднесення α яких приблизно на 7^h більші, ніж у Сонця в заданій даті. Аналогічно, вранці за годину до сходу Сонця у південній частині неба буде видно світила, пряме піднесення для яких на 7^h менше.

Рухома карта зоряного неба, яка використовувалася раніше, складається з двох частин: власне карти, виготовленої у формі круга, і допоміжного накладного круга до неї. На накладному крузі накреслено кілька овалів, поряд з якими проставлені значення географічної широти спостерігача. Вирізають овал, що відповідає широті спостерігача, це — його горизонт. Після накладання допоміжного круга на карту зоряного неба побачимо, що частина сузір'їв розташована всередині овалу, тобто вони в цей час перебувають над горизонтом.

Нанесені на обводі накладного круга числа 1, 2, ..., 23, 24 вказують місцевий середній сонячний час T_λ .

Рухому карту зоряного неба використовують у такому порядку: обчислюють місцевий середній сонячний час T_λ для заданого моменту літнього чи (в осінньо-зимовий сезон) поясного часу; повертаючи карту, суміщають дату спостереження з обчисленим місцевим часом.

Потрібно пам'ятати, що лінія 0 (24) – 12 на накладному крузі — це проєкція небесного меридіана. Тому зорі, що розташовані на лінії «центр–12», перебувають у верхній кульмінації.

3.5. Визначення моментів сходу і заходу світил

Моменти сходу і заходу Сонця та Місяця наведені у щорічному «Астрономічному календарі». Наближено моменти сходу та заходу Сонця і зір можна визначати за допомогою рухомої карти неба (для Місяця потрібно мати його координати — положення на карті в певну календарну дату).

За допомогою рухомої карти зоряного неба з'ясовують, коли сходить (чи заходить) якась зоря, таким чином: повертають карту під накладним

кругом так, щоб ця зоря опинилася на овалі з лівого боку, де вказано точку сходу (карту тримають так, щоб число 12 накладного круга, яке водночас є точкою півдня, було найближче до нас). Відповідно на момент заходу зорю встановлюють справа при горизонті. Навпроти календарної дати зчитують місцевий середній сонячний час T_λ , який переводять у літній чи (в осінньо-зимовий період) у поясний час. Так само визначають момент верхньої кульмінації будь-якої зорі: поміщають її на лінії «центр–12» і навпроти календарної дати знаходять T_λ .

Першу появу зорі в промінні вранішньої заграви названо *геліакічним сходом*, захід зорі у цей момент — *космічним заходом*, схід зорі під час заходу Сонця — *акронічним сходом*, її захід у вечірні присмерки — *геліакічним заходом*. Ці назви походять від гр. ἠλιος — Сонце, пов'язаний з Сонцем; ακρος — вищий (очевидно, йшлося про найвіддаленіше положення відносно Сонця); κοσμος — прикраса (тут, очевидно, йшлося про те, що захід зорі у вранішніх присмерках є чудовим).

У процесі розв'язування задач на ці особливі сходи чи заходи розміщують зорю на горизонті в східній чи західній частині залежно від завдання. Приймають, що тривалість присмерків у середньому становить 40 хв (40^m). Це означає, що зорю буде видно над горизонтом, якщо з моменту заходу Сонця пройшов час, що дорівнює тривалості присмерків. Тому пересуваємося до календарних дат не від перетину екліптики з горизонтом, а від тієї точки екліптики, яка на 40^m змістилася під горизонт. Відповідно під час визначення дати геліакічного сходу чи космічного заходу зорі беремо на екліптиці ту точку, перебуваючи на якій Сонце могло б з'явитися над горизонтом через 40 хв. Ідучи від цієї точки по радіальній прямій до кола дат, знаходимо місяць і день, коли це станеться.

Деяко точніше (але з похибкою близько 1 хв, оскільки під час обчислень беруть до уваги середнє значення рефракції) моменти сходу і заходу світил обчислюють за допомогою формул сферичної астрономії (1.13) – (1.15). При цьому використовують їхні екваторіальні координати α і δ , а також географічні координати λ і φ спостерігача з точністю до 1'. Перед проведенням обчислень слід перевірити, чи задовольняє схилення світила умові $-(90^\circ - \varphi) < \delta < +(90^\circ - \varphi)$, інакше світило не заходить за горизонт або взагалі не з'являється над ним.

Для визначення годинного кута світила t рівняння (1.13) розв'язують відносно $\cos t$. Щоб знайти азимут точки сходу ($A < 0$) чи заходу ($A > 0$), використовують співвідношення (1.14). Якщо ж t близьке до $\pm 90^\circ$, точніший результат отримуємо за формулою (1.15). Слід врахувати те, що в момент видимої появи зорі над горизонтом (чи останніх секунд її перебування над ним перед заходом) справжня зенітна відстань зорі $z' = 90^\circ + \rho$, де $\rho = 35'$ — середнє значення рефракції на горизонті. Тому у формулах (1.13) – (1.15) слід приймати, що $z = 90^\circ 35'$. З обчислень знаходять годинний кут t , потім зоряний час сходу світила $s = t + \alpha$, згодом здійснюють перехід до середнього сонячного часу.

3.6. Визначення полуденної лінії. Сонячний годинник

Як зазначено вище, для визначення географічної широти і довготи спостерігача вимірюють висоту світил (зокрема, Полярної зорі) у небесному меридіані в момент їх кульмінацій. Отже, перед тим, як проводити такі спостереження, слід визначити напрямок полуденної лінії, яка і є проекцією небесного меридіана на горизонтальну площину.

Напрямок полуденної лінії визначають удень у момент верхньої кульмінації Сонця, коли справжній сонячний час $T_{\odot} = 12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, і тіні від усіх вертикальних предметів падають у напрямку південь–північ. Для цього використовують нитку довжиною близько 2 м, на одному з кінців якої підвішено тягарець, і два кілочки, якими на рівній поверхні астрономічного майданчика фіксують напрямок тіні. Потрібний також годинник, що показує поясний (або літній) середній сонячний час. Під час виконання роботи виписують з астрономічного календаря рівняння часу η на цей день.

Заздалегідь обчислюють поясний (або літній) час $T_{\text{п}}$ (або $T_{\text{л}}$) на момент, коли $T_{\odot} = 12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, використовуючи співвідношення (2.5). У момент $T_{\text{п}}$ фіксують напрямок тіні, який і буде вказувати положення полуденної лінії. Для обчислення $T_{\text{п}}$ наближене значення довготи λ можна взяти з географічної карти, а потім уточнити його.

З пізнавальною метою бажано біля навчального закладу встановити сонячний годинник — найпростіший прилад для визначення часу. Такі годинники бувають трьох типів: екваторіальний, горизонтальний і вертикальний. У першому випадку циферблат годинника встановлюють паралельно площині небесного екватора, а наскрізний стрижень, від якого падає тінь, — паралельно осі світу. Тут кожній годині на циферблаті відповідає кут 15° .

У горизонтально розташованому сонячному годиннику кути, що відповідають кожній годині, мають різну величину. Розраховують їх за рівнянням:

$$\operatorname{tg}\theta = \sin\varphi \operatorname{tg}t, \quad (3.6)$$

де θ — кут між полуденною лінією і напрямком на числа 13, 14, 15 і т. д., що вказують годину; φ — географічна широта; t — годинний кут Сонця, що дорівнює відповідно 15° , 30° , 45° і т. д. Зокрема, для широти $\varphi = 50^{\circ}$ $\theta_1 = 11^{\circ}36'$, $\theta_2 = 23^{\circ}52'$, $\theta_3 = 37^{\circ}27'$, $\theta_4 = 53^{\circ}00'$, $\theta_5 = 70^{\circ}41'$, для θ_6 приймають значення 90° . Отже, лінії, що відповідають 13 та 11 годинам, проводять з обох боків полуденної лінії (12 год) на кутовій відстані $11^{\circ}36'$, лінії 14 і 10 годин — на $23^{\circ}52'$ і т. д.

Такий годинник можна зробити на ґрунті, вирівнявши площадку розміром 2×3 м. У південній її частині встановлюють металеву трубу так, щоб її проекція відповідала полуденній лінії, а нахил — широті місця φ . Годинні лінії можна зробити кольоровими або висіяти різними сортами трави.

Вертикально орієнтований сонячний годинник встановлюють на стіні, розташованій

точно у напрямку схід–захід. Стрижень, тінь якого вказує годину, закріплюють під кутом $(90^\circ - \varphi)$ до стіни так, щоб його проекція на стіну збігалася з напрямком лінії виска. Годинні лінії проводять на основі формули $\operatorname{tg} \beta = \cos \varphi \operatorname{tg} t$, де, як і раніше, годинний кут Сонця t задаємо через кожні 15° ($15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ і т. д.).

Наведені тут формули виведено з елементарних міркувань (рис. 3.7). Нехай A і B — відповідно горизонтальна і вертикальна площини, перпендикулярні до площини небесного меридіана; MP — напрямок осі світу (тіньового стрижня обох годинників), MO і PO — проекції стрижня на горизонтальну і вертикальну площини (відповідно полуденна лінія і лінія виска). У прямокутному трикутнику PMO $\angle EPO = 90^\circ - \varphi$. Нарешті, $\angle OEQ$ — годинний кут, а $\angle OMQ = \alpha$ для горизонтального годинника і $\angle OPQ = \beta$ для вертикального — кут відхилення тіні. В обох випадках $OQ = OE \operatorname{tg} t$, а також $OE = OM \sin \varphi$, $OE = OP \cos \varphi$ і $OQ = OM \operatorname{tg} \alpha$, $OQ = OP \operatorname{tg} \beta$. Звідси й випливають наведені вище співвідношення.

На жаль, сонячні годинники трапляються сьогодні лише як музейні експонати або елементи декору.

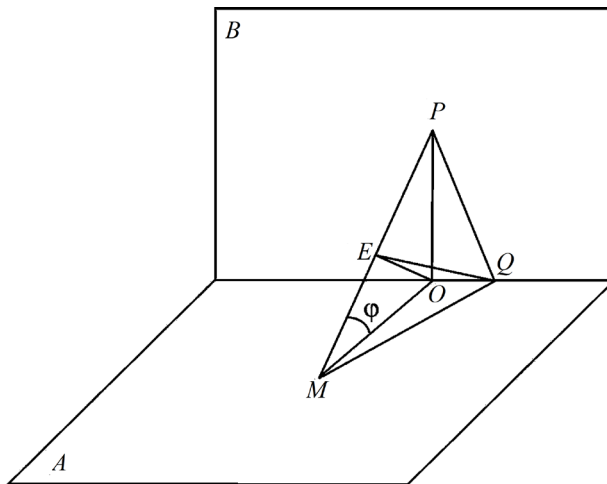


Рис. 3.7. Розрахунок поділок циферблата сонячного годинника

3.7. Зоряний годинник

Як знаємо, річний рух Сонця по екліптиці відображається і на положенні навколополярних зір у певній годині доби. Це дає змогу побудувати так званий зоряний або полярний годинник, за яким можна визначати місцевий зоряний час s і місцевий сонячний час T_λ . Для цього вирізають з картону два круги різного діаметра. Більший із них буде циферблатом. На його обводі у напрямку, протилежному обертанню годинникової стрілки, через однакові проміжки пишуть числа $1, 2, 3, \dots, 23, 0$ (рис. 3.8). Інший круг ділять на 12 частин за кількістю місяців у році. На його обводі за годинниковою стрілкою пишуть назви місяців, а відповідні їм дуги ділять на п'ятиденки. У секторі «вересень» малюють

ківш Великої Ведмедиці і від Полярної зорі через середину прямої, що з'єднує її зорі γ і δ , проводять лінію, яка вказує напрямком на точку осіннього рівнодення. Вона й буде стрілкою полярного годинника. Малий круг накладають на більший, суміщають їхні центри і скріплюють так, щоб вони вільно оберталися.

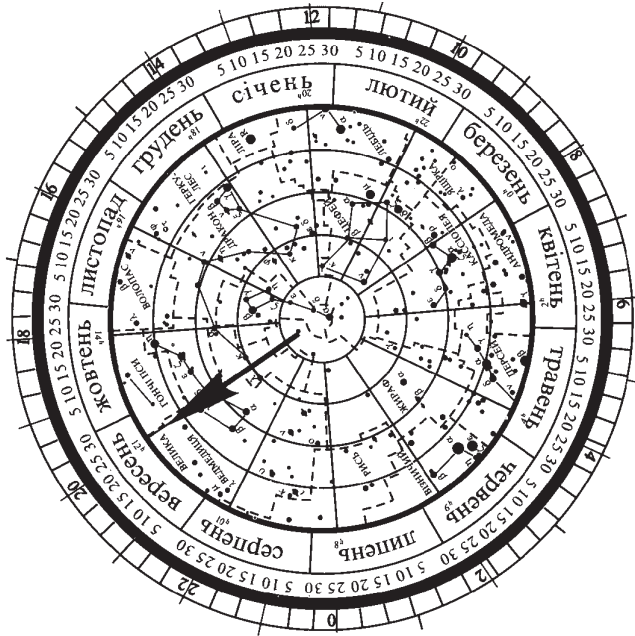


Рис. 3.8. Зоряний годинник

Під час вимірювання часу циферблат годинника встановлюють числом 0 донизу. Ставши обличчям до півночі, повертають мале коло так, щоб зображення Великої Ведмедиці на ньому зайняло таке саме положення відносно центра годинника і лінії виска, яке займає це сузір'я на небі відносно Полярної зорі. Після цього на циферблаті (зовнішньому крузі) навпроти стрілки фіксують місцевий зоряний час s , а навпроти дати спостереження — місцевий сонячний T_{λ} .

Конкретно для показаного на рис. 3.8 положення ковша $s = 19$ год 55 хв. 1 вересня в цей момент $T_{\lambda} = 21$ год 25 хв, 1 червня — 3 год 25 хв і т. д.

Після деякого тренування можна визначати зоряний час і без зоряного годинника безпосередньо за положенням зір Великої і Малої Ведмедиць відносно горизонту. Саме так визначали час наші прадіди, причому з похибкою не більше 10–15 хв.

Частина II

**КІНЕМАТИКА
СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ**

Розділ 4

БУДОВА СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ І РУХИ ПЛАНЕТ

4.1. Видимі рухи і конфігурації планет

Видимі рухи Сонця і Місяця серед зір нерівномірні. Проте обидва ці світила пересуваються на тлі зоряного неба лише в один бік — з заходу на схід. Рух планет значно складніший, бо час від часу кожна з них змінює свій прямий рух з заходу на схід на протилежний, і переміщується практично уздовж екліптики зі сходу на захід (рис. 4.1). При цьому кожна з планет час від часу займає характерне положення відносно Сонця. Це називають *конфігурацією планети*.

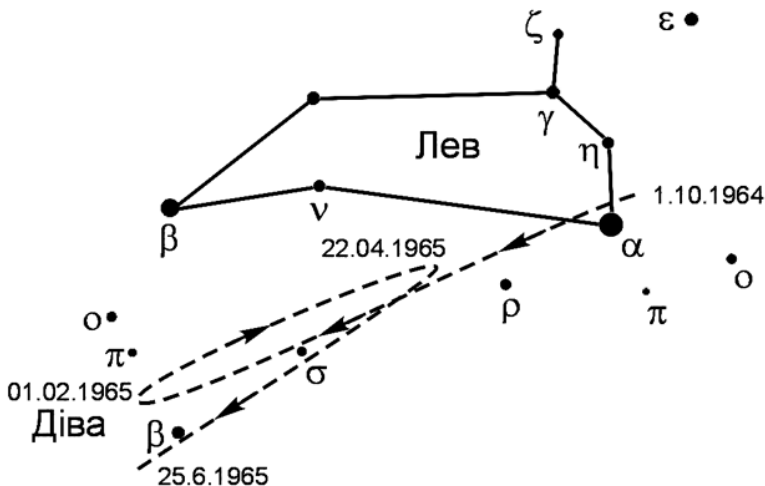


Рис. 4.1. Видимий рух планети (траєкторія показана штриховою лінією) на тлі зоряного неба

Під час спостережень планет уже давні астрономи зауважили, що дві з них — Меркурій і Венера — віддаляються від Сонця лише у певних ме-

жах: найбільше кутове віддалення Меркурія становить 27° (а може бути всього 17°), Венери — 48° . Ці планети названо *нижніми*, їх у моделі світу Птолемея (див. рис. 4.4) було розташовано ближче до Землі, ніж Сонце.

Розглянемо рух нижньої планети, почавши з моменту, коли вона перебуває найдалі справа від Сонця, тобто з її *найбільшої західної елонгації* (від лат. *elongatio* — відхилення). У цей час планету добре видно вранці перед сходом Сонця. На рис. 4.2 це положення позначено V_2 . Кутова швидкість руху планети на тлі зоряного неба у напрямку з заходу на схід поступово зростає і планета наближається до Сонця. Невдовзі настає момент, коли планета ховається у промінні ранкового Сонця, тобто відбувається *верхнє сполучення* планети з Сонцем (положення V_3). У цей момент Земля, Сонце і планета перебувають майже на одній прямій лінії.

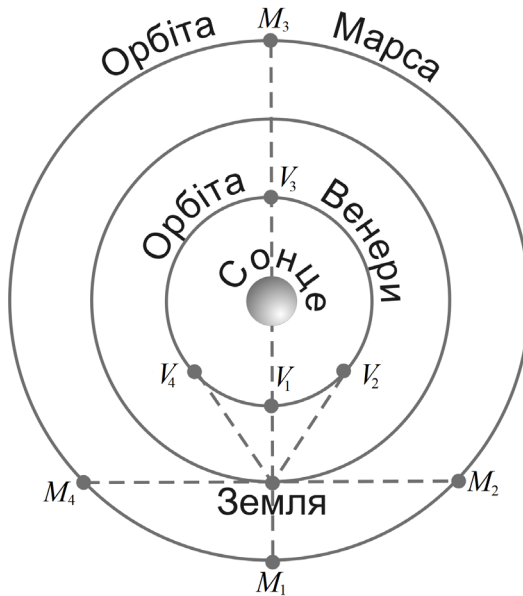


Рис. 4.2. Конфігурації планет

Через деякий час (для Венери він становить до двох місяців) нижня планета з'являється зліва від Сонця, її добре видно на вечірньому небі. Поступово планета віддаляється від Сонця. Досягнувши найбільшого кутового відхилення від Сонця (положення V_4), тобто *найбільшої східної елонгації*, планета починає наближатися до Сонця і, врешті, зникає в його променях. Відбувається *нижнє сполучення* планети з Сонцем (положення V_1). Для Венери цей період невидимості триває близько семи днів. Після цього планета з'являється справа від Сонця, поступово віддаляється від нього, збільшуючи свою кутову відстань до максимального значення в положенні V_2 .

Оскільки Сонце безперервно переміщується на тлі зоряного неба, то разом з ним, переганяючи Сонце або відстаючи від нього, зміщується і нижня планета. Момент, коли планета зупиняється на тлі зір, називають *стоянням*.

Венера в момент стояння перебуває від Сонця на кутовій відстані 25° , а від верхнього сполучення до стояння вона разом із Сонцем зміщується на небі на кут близько 265° , тобто на дві третини небосхилу. Для Венери від першого стояння до другого проходить близько 42 діб, причому приблизно в середині цього проміжку вона потрапляє у конфігурацію V_1 , тобто настає нижнє сполучення планети з Сонцем.

Інтервал часу між двома однаковими положеннями планети відносно Сонця з точки зору земного спостерігача називають *синодичним періодом* обертання планети (від гр. $\sigma\nu\nu\nu\nu\nu\nu\nu\nu\nu\nu\nu\nu$ — зближення). Для Венери цей інтервал часу S становить 584 доби, для Меркурія — 116 діб.

Планети Марс, Юпітер і Сатурн називають *верхніми*. Їхній рух на небесній сфері також має певні особливості, а в їхньому положенні відносно Сонця виділяють чотири конфігурації (див. рис. 4.2).

Положення, за якого верхня планета перебуває на небосхилі в точці, протилежній напрямку на Сонце, називають *протистоянням* планети (положення M_1). Положення планети на відстані 90° на схід від Сонця називають *східною квадратурою* (M_4), а на відстані 90° на захід від Сонця — *західною квадратурою* (M_2). Положення, коли напрямок із Землі на Сонце і планету збігається, називають *сполученням* планети з Сонцем (положення M_3).

Слід звернути увагу на дві особливості руху верхньої планети. По-перше, кутова швидкість цього руху менша від одного градуса за добу. Тому Сонце поступово наздоганяє її, переганяє, залишає далеко позаду і знову наздоганяє. По-друге, планета рухається назад (зі сходу на захід) тоді, коли вона перебуває в протилежній до Сонця частині неба, тобто посередині руху назад і настає протистояння планети.

Марс через 13 місяців після сполучення з Сонцем, безперервно відстаючи від нього в русі на схід і пройшовши поблизу екліптики шлях близько 260° , потрапляє в першу точку стояння. Протягом наступних 45 діб планета зміщується в бік заходу, проходить дугу близько 19° (посередині цієї дуги настає його протистояння з Сонцем), знову перебуває в точці стояння, а потім рухається прямо на схід. Через 10 місяців Сонце наздоганяє планету і настає її чергове сполучення з Сонцем. Синодичний період обертання Марса $S = 780$ діб.

Планета Юпітер з кожних 13 місяців рухається на схід лише 9, проходячи за цей час дугу 40° . Решту 4 місяці Юпітер зміщується на захід загалом на 10° . Тому фактичне зміщення планети в бік сходу за цикл, тобто за синодичний період, який для Юпітера становить 399 діб, близьке до 30° .

Для Венери, з огляду на особливості її видимого руху на небі, можна скласти таке співвідношення: 5 синодичних періодів = 8 років і 2,3 доби = 8 обертів і $2^\circ 15'$. Це означає, що через кожні 8 років Венера практично

повторює свій рух на тлі зір, зокрема, певні конфігурації в її русі спостерігаються тоді на тлі тих самих сузір'їв. Лише моменти стоянь настають на 2,3 доби швидше, і точки стоянь зміщені на $2^{\circ}15'$ у бік заходу.

Такі співвідношення можна підібрати й для інших планет. Наприклад, для Меркурія повторення руху на тлі тих самих сузір'їв настає через кожні 46 років і 1 добу, для Марса — через 79 років і 3 доби, для Юпітера — через 71 рік 4,9 доби, Сатурна — 59 років 2 доби.

4.2. Система світу Птолемея

В основі моделі світу за Птолемеєм є уявлення про те, що Земля перебуває нерухомо в центрі світу. Обґрунтувати це намагався ще Арістотель: «Усі важкі тіла прямують до центра Землі, а оскільки кожне тіло прямує до центра Всесвіту, то і Земля має перебувати непорушно у цьому центрі».

Слід зазначити, що у часи Арістотеля і Птолемея існували також припущення, за якими Земля, можливо, обертається навколо своєї осі і рухається навколо Сонця, яке перебуває у центрі Всесвіту. Одним із авторів такої ідеї був Арістарх Самоський. Свою точку зору на геоцентричну модель Арістотель, а згодом і Птолемеєм обґрунтовували на основі певних фізичних міркувань. Наприклад, в «Альмагесті» Птолемеєм вказував: якби Земля справді оберталася навколо своєї осі, то всі тіла не могли б падати на неї безперешкодно, а ті предмети, які до неї міцно не прикріплені, мали б відставати від руху Землі і зміщуватись у протилежний бік — до заходу. Що ж стосується руху Землі навколо Сонця, то Арістотель це уявлення відкинув з таких міркувань: якби Земля змінювала своє положення у просторі, то це призводило б до регулярної зміни видимих кутових відстаней між двома довільно взятими парами зір. У той час, та й до Кеплера включно, мало хто сумнівався в тому, що зорі перебувають на одній кришталевій сфері.

Отож, якщо йдеться про обертальний рух Землі, то Птолемеєм переоцінив роль відцентрової сили, що виникає у разі обертання будь-якого тіла. Зміщення ж зір, про які говорив Арістотель, були виявлені лише у ХІХ ст. (бо вони таки мусять існувати незалежно від того, чи розташовані всі зорі на одній сфері, чи перебувають на різних відстанях від спостерігача).

Птолемеєві вдалося побудувати досить вдалу модель видимого руху планет, що дало змогу визначати їх положення на десятки років уперед чи назад від заданої дати. Нерівномірний рух планети йому вдалося представити комбінацією кількох рівномірних рухів. У найпростішому випадку рух планети Птолемеєм моделював двома коловими рухами (рис. 4.3): планети P по *епіциклу* зі сталою кутовою швидкістю σ і центра епіциклу N («середньої планети») зі сталою кутовою швидкістю ω по *деференту* (від. гр. $\epsilon\pi\iota$ — на; $\kappa\upsilon\kappa\lambda\omicron\varsigma$ — коло, лат. *defero* — несучи). Параметри σ і ω , а також відношення радіуса епіциклу R_e до радіуса деференту R_d (значення

$\delta = R_E/R_D$) для кожної планети Птолемей добирав, спостерігаючи положення планет на небі та використовуючи спостереження своїх попередників. Загальна схема планетних рухів за Птолемеем показана на рис. 4.4.

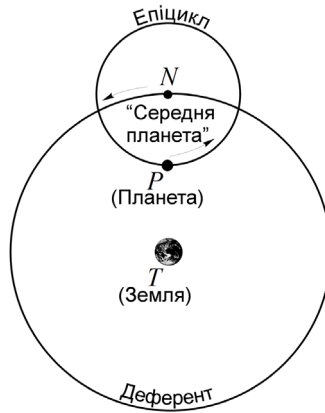


Рис. 4.3. Епіцикл і деферент у системі світу Птолемея

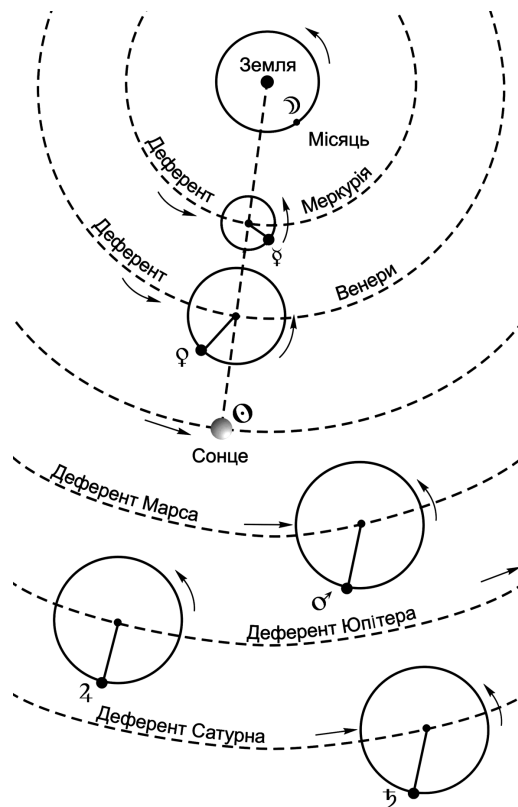


Рис. 4.4. Рухи планет у геоцентричній системі світу Птолемея. Біля епіциклу планети проставлено її знак

Для того, щоб правильно відтворювати видимий рух планет на небі, модель світу Птолемея потребувала введення двох важливих припущень. По-перше, кожна з верхніх планет має перебувати на епіциклі у тому ж напрямку відносно центра епіциклу, в якому відносно спостерігача перебуває Сонце. Це означає, що радіус-вектори епіциклів Марса, Юпітера і Сатурна завжди паралельні між собою. По-друге, центри епіциклів нижніх планет завжди перебувають на прямій, яка з'єднує спостерігача з Сонцем.

Птолемеєві вдалося пояснити петлеподібний рух планет (рис. 4.5). Наприклад, у точці P_1 рухи по епіциклу і деференту спрямовані в один бік — справа наліво. Однак, описавши дугу 180° , планета вже рухається по епіциклу зліва направо. Оскільки ж кутова швидкість σ більша за ω , то напрямок видимого руху планети в положенні, близькому до P_2 , змінюється так: планета тут рухається зі сходу на захід.

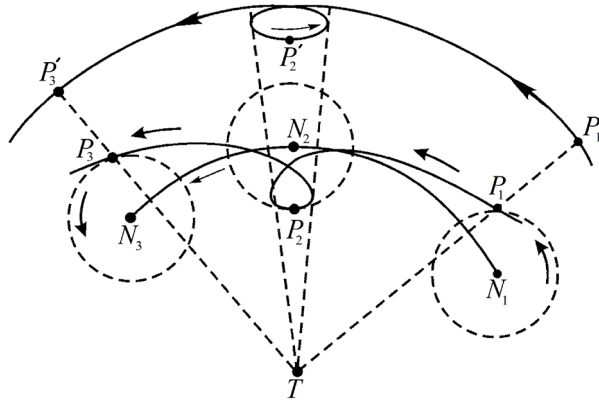


Рис. 4.5. Пояснення петлеподібного руху планет у системі світу Птолемея

Правильно вдавалося визначати положення планети в такій моделі світу завдяки відносності руху. Епіцикл будь-якої планети є не що інше, як відображення руху Землі.

Щоб пояснити рух планети упродовж багатьох сотень років, у модель Птолемея для кожної планети довелося вводити не один, а кілька епіциклів. Тому вона дедалі ставала громіздкішою. З іншого боку, все більш очевидним було те, що Земля не є нерухомою у центрі світу, а також рухається у просторі.

4.3. Геліоцентрична модель світу

З кожним наступним століттям (деякий час астрономія переживала занепад, згодом наукові дослідження відновилися завдяки зусиллям арабських астрономів) уявлення про нерухому Землю, що перебуває в центрі світобудови, ставало все менш привабливим. Для тих, хто слідом за Де-

мокрітом уявляв собі Всесвіт нескінченним у просторі, поняття «нескінченний зоряний Всесвіт» і «добове обертання сфери зір» були логічно несумісними. Вони не могли уявити, як здійснюється впорядковано погоджений рух усіх видимих зір навколо Землі, точніше, навколо осі світу, що проходить через неї. Адже ці зорі перебувають на найрізноманітніших відстанях від нашої планети. З іншого боку, ті, хто дотримувався уявлення про кристалеву сферу зір, не могли збагнути, як ця сфера утримується від руйнування, оскільки лінійні швидкості руху її приєкваторіальних точок мали б бути фантастично великими.

З початком другого тисячоліття виникають ідеї про відносність руху, за допомогою яких можна було пояснити спостережуваний факт, виходячи з припущення про рух Землі у просторі. Зокрема, ректор Паризького університету Жан Бурідан писав: «є серйозний сумнів у тому, що Земля міститься безпосередньо в центрі Всесвіту..., є сильний сумнів у тому, чи не переміщується Земля як ціле іноді поступально...». Він наводить класичний приклад про спостереження з корабля, який рухається рівномірно: «Якщо хто-небудь рухається на кораблі і уявляє, що він нерухомий, то побачивши інший, справді нерухомий корабель, йому здаватиметься, що цей корабель рухається». Його учень Микола Орем вже конкретно висловлював гіпотезу про добове обертання Землі. Він твердив, що «місцевий рух взагалі не можна спостерігати інакше, як лише відмічаючи зміну положення одного тіла відносно іншого».

На особливу увагу заслуговують роботи видатного ученого кардинала Миколи Кузанського. У праці «Про вчену неграмотність» (1440 р.) Кузанський стверджував, що Земля не може перебувати у центрі світу, бо Всесвіт «має свій центр скрізь, а своє коло ніде», тобто він є безмежним. Усупереч Арістотелю, за яким небесні тіла складаються з «неземного елемента» — ефіру (по лат. *quinta essentia* — п'ята сутність), Кузанський писав, що між речовинами, з яких складається Земля і небесні тіла, немає ніякої різниці. Він твердив, що Земля — таке ж небесне тіло, як Сонце, Місяць та інші світила, що «жодна із зоряних ділянок не позбавлена мешканців», що «Земля насправді рухається, хоча ми цього не помічаємо, оскільки відчуваємо рух лише у разі порівняння з чим-небудь нерухомим», що «кожному, хай він перебуває на Землі, на Сонці чи на якій-небудь іншій планеті, завжди буде здаватися, що він міститься в нерухомому центрі, тоді як усі інші речі навколо нього рухаються». Праці Кузанського було видано у 1488 р., згодом перевидано у 1514 і 1565 рр.

Геоцентричну модель світу замінив геліоцентричною видатний польський учений Миколай Коперник. Спочатку свої основні ідеї він виклав у «Малому коментарі» — невеликому за обсягом (12 сторінок) творі, який поширювався у рукописах. Лише через 30 років він опублікував основну працю — «Про обертання небесних сфер» (1543 р., примірник книги автор отримав чи не в день своєї смерті). Епіграфом до книги Коперник узяв сло-

ва Платона: «Нехай не входить ніхто, хто не знає геометрії». Усі доведення і висновки праці, побудова нового світогляду викладені шляхом зіставлення певних геометричних фігур і подальших логічних розмірковувань.

На початку книги Коперника знаходимо ті ж міркування про відносність руху, що й у Бурідана, зокрема такі: «А якщо припустити, що небо взагалі не має такого руху, а обертається з заходу на схід Земля, то всякий, хто це серйозно обдумує, знайде, що усі видимі сходи і заходи Сонця, Місяця і зір будуть відбуватися так само».

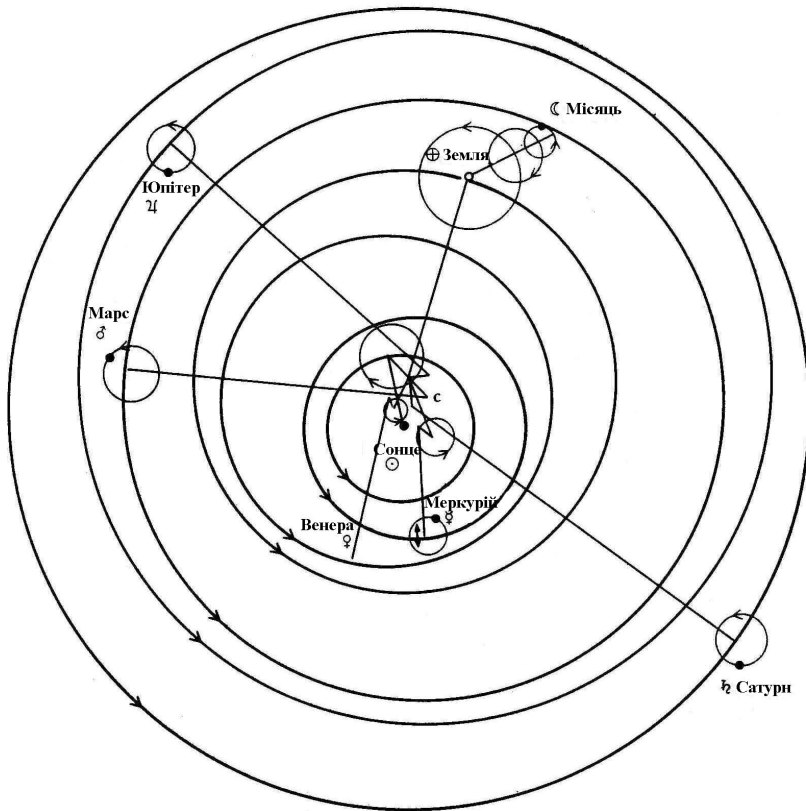


Рис. 4.6. Схематична модель системи світу Коперника

Коперник поставив питання про можливе існування у Всесвіті багатьох центрів тяжіння: «Що стосується мене, — писав він, — то я вважаю, що тяжіння є не що інше, як деяке природне устремління, надане частинам божественним Провидінням Творця Всесвіту, щоб вони прагнули до цілісності та єдності, збігаючись у форму кулі. Цілком можливо, що ця властивість притаманна також Сонцю, Місяцю та решті блукаючих світил, щоб за її дії вони продовжували перебувати у своїй кулястій формі, здійснюючи, однак, різні колові рухи».

У цьому останньому твердженні прихована тасмниця того, чому Коперник зволював

з публікацією своєї праці, хоча до цього його буквально змушували високі церковні достойники — єпископ Тідеман Гізе та кардинал Миколай Шонберг. Останній писав Коперникові: «...я ще і ще наполегливо прошу тебе повідомити про твій винахід ученим людям... Якщо ти виконаєш у цьому моє прохання, то побачиш, що мав справу з людиною, яка турбується про твоє ім'я і бажає бути корисною такому генієві».

Однак, поставивши Сонце в центр світобудови, Коперник зберіг переконання давніх греків про рівномірний коловий рух. Як і Птолемей, для пояснення нерівномірного руху планет Коперник використав уявлення про накладання декількох колових рухів: планета рухається по епіциклу, центр якого обертається зі сталою кутовою швидкістю по іншому колу, центр останнього кола — навколо Сонця (таких кіл для планет могло бути п'ять-сім). Один із пізніших варіантів моделі світу Коперника представлено на рис. 4.6.

Напевно, як справжній учений, який говорив про центри тяжіння, Коперник інтуїтивно відчував, що модель світу, в якій планета рухається навколо фіктивної точки, не може бути правильною. Тому і зволікав з публікацією своєї книги. Картину руху планет згодом з'ясував Йоганнес Кеплер, увівши поняття про нерівномірний рух планет по еліптичних орбітах.

4.4. Пояснення видимих рухів планет. Рівняння синодичного руху

Зроблене Коперником можна коротко викласти так.

По-перше, Коперник правильно розташував планети в міру збільшення їх відстані від Сонця (як це видно з рис. 4.4, у системі Птолемея Венера була ближче до Сонця, ніж Меркурій).

По-друге, маючи конкретні дані моделі світу Птолемея та провівши власні спостереження й обчислення, Коперник уперше визначив правильні відносні масштаби Сонячної системи, прийнявши за одиницю відстань від Землі до Сонця (від Птолемея і до Коперника вважали, що вона дорівнює 1200 радіусів Землі, а отже, зменшували її майже у 20 разів).

Як виявилося, ці відносні відстані вже були в моделі Птолемея: для нижніх планет — це δ , для верхніх — $1/\delta$ (нагадаємо, що $\delta = R_E/R_d$ — відношення радіуса епіциклу до радіуса деференту). Зокрема, відстань від Сонця до Марса за Коперником дорівнює 1,520, за даними Птолемея $1/\delta = 1,520$, до Юпітера відповідно 5,217 і $1/\delta = 5,208$, тоді як справжня відстань — 5,203 а.о.

По-третє, Коперник пояснив особливості руху планет, зокрема їхній петлеподібний рух, тим, що спостерігають ці світила з Землі, яка також обертається навколо Сонця (рис. 4.7). Планета зміщується в бік заходу, оскільки її орбіта перебуває всередині орбіти Землі (це стосується нижніх планет), або тому, що в своєму русі навколо Сонця Земля обганяє планету (для верхніх планет).

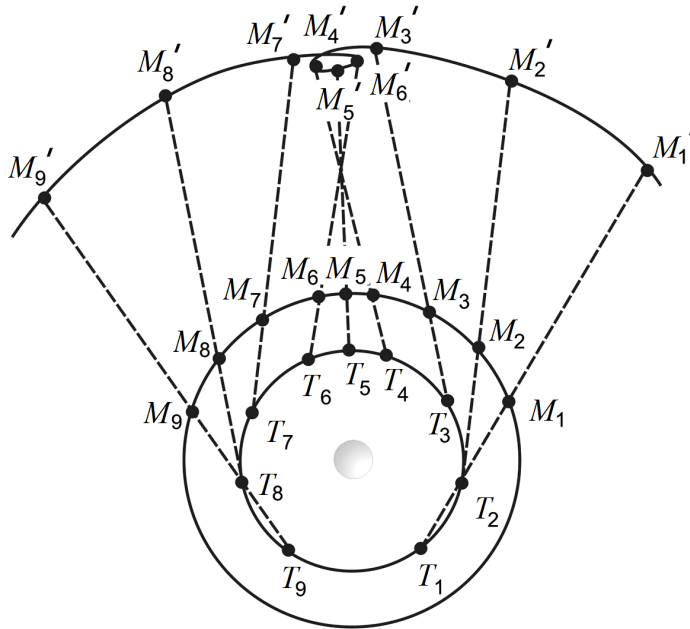


Рис. 4.7. Петлеподібний рух верхньої планети — наслідок зміщення як планети, так і Землі разом із спостерігачем

По-четверте, Коперник увів поняття справжнього, або зоряного, періоду обертання планети. *Зоряний*, або *сидеричний період* обертання планети — це інтервал часу, за який планета, якщо на неї дивитися з центра Сонця, здійснивши повний оберт на небі, займе попереднє положення серед зір.

Спостерігач на рухомій Землі може безпосередньо виміряти не сидеричний, а синодичний період обертання планети S . Крім того, він знає сидеричний період обертання Землі навколо Сонця T_{\oplus} . Однак цих двох значень якраз достатньо, щоб скласти рівняння синодичного руху і за його допомогою визначити сидеричний період T будь-якої планети. Це і зробив Коперник.

Щоб перейти від спостережуваного синодичного періоду до сидеричного, можна скористатися поняттям частоти обертання. Розглянемо спочатку випадок нижньої планети. Оскільки і планета, і Земля обертаються в одному напрямку навколо Сонця, то частота певної конфігурації ω_s визначається різницею частот обертання планети і Землі:

$$\omega_s = \omega - \omega_{\oplus}. \quad (4.1)$$

Оскільки за означенням $\omega = 2\pi/T$, то, переходячи до періодів у (4.1) і скорочуючи ліву і праву частини на 2π , отримуємо *рівняння синодичного руху* для нижньої планети:

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\oplus}}. \quad (4.2)$$

Зазначимо тут, що віднімати і додавати можна частоти, але не періоди обертання. Аналогічно виводимо рівняння синодичного руху для верхньої планети, враховуючи при цьому, що більшу частоту обертання має Земля, тому частота певної конфігурації дорівнюватиме різниці частот обертання Землі і планети. Отже, дістаємо

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T_{\oplus}} - \frac{1}{T}. \quad (4.3)$$

Наприклад, для Венери синодичний період $S = 583,9$ діб. Врахувавши, що зоряний період обертання Землі навколо Сонця $T_{\oplus} = 365,26$ діб, з рівняння (4.2) знаходимо значення сидеричного періоду обертання Венери $T = 224,7$ діб.

Слід зазначити, що оскільки планети рухаються по еліптичних орбітах і орієнтація цих орбіт відносно Землі буває різною, то значення періодів S коливаються в певних межах: для Меркурія $S = 116$ діб з коливанням від 104 до 132 діб, для Венери $S = 584^d \pm 7^d$, для Марса $S = 780$ діб з коливанням від 765^d до 811^d , для Юпітера $S = 399^d \pm 4^d$, Сатурна — $378^d \pm 2^d$. Отже, у рівняннях синодичного руху (4.2) і (4.3) фігурує середній синодичний період.

4.5. Утвердження геліоцентричного світогляду

Книга Коперника «Про обертання небесних сфер» у 1543 р. вийшла тиражем 1000 примірників. У 1566 р. її перевидали у м. Базелі, у 1617 р. — в Амстердамі. Однак у ті часи астрономи не мали жодних доказів того, що Земля обертається навколо своєї осі, а також того, що вона рухається у просторі. Очевидно, з тих причин лютеранський богослов і математик А. Осіандер під час редагування книги Коперника підмінив текст передмови іншим, в якому геліоцентрична система світу розглядалася лише як зручна для обчислення модель.

Осіандер навіть висловився скептично, нібито «у всьому, що стосується гіпотез, хай ніхто не очікує від астрономії чого-небудь істинного», оскільки вона «неспроможна дати щось подібне». Тим часом сам Коперник у передмові без жодного сумніву писав, що «чим безглуздішим у цей час видається багатьом моє вчення про рух Землі, тим більше воно видається дивним та заслужить вдячності після видання моїх творів, коли темрява буде розсіяна яснішими доказами».

Сталося так, що з цією чисто науковою проблемою збіглися далекі від науки мотиви, і це призвело до трагічних наслідків: до спалення Джордано Бруно (1600 р.) та суду над Галілео Галілеєм (1633 р.). Тривалий час їх трактували як яскраві приклади несумісності релігії і науки, боротьби церкви з наукою. Що ж було насправді?

На думку багатьох біографів Бруно, він, можливо, і не загинув би на вогнищі, якби не його різкі виступи проти монастирських прибутків і маєтків, якби він не вимагав їх конфіскації. Про теорію Коперника на судовому процесі не було сказано жодного слова. У своїх працях Бруно, коли йшлося про найзагальніші проблеми астрономії, повторив те, що за сто років до нього вже писав Кузанський. Основним же звинуваченням було те, що Бруно закликав до об'єднання ліберальних протестантів Англії з ліберальними католиками Франції і використав при цьому таку аналогію з астрономії: у системі Коперника Земля рухається, як і інші планети, вони схожі одна на одну. Такими ж подібними нібито мають стати погляди згаданих католиків і протестантів на євхаристію (найголовніший момент літургії). Церква розцінила це, як ересь, і засудила Бруно. Отже, усе це надто далеке і від науки, і від «боротьби науки з релігією».

Внесок Галілея в астрономію (як і фізику) важко переоцінити. Він відкрив чотири супутники Юпітера, підтвердивши припущення Коперника, що у Всесвіті справді можуть бути інші центри тяжіння. Галілей виявив, що Венера змінює свої фази зовсім інакше, ніж це впливало з теорії Птолемея. Так отримано доказ того, що принаймні ця планета обертається навколо Сонця. Побачені ним плями на Сонці стали свідченням того, що сонячна речовина не є ідеально світлим, досконалим ефіром.

Астрономічні відкриття Галілея були надто прихильно зустрінуті в Римі і підтверджені астрономами Римської колегії. Однак і Галілей не вмів бути толерантним і підтримувати добрі стосунки з іншими вченими. Наприклад, спочатку він посперечався з єзуїтом Христофором Шейнером щодо того, хто з них перший відкрив плями на Сонці. Згодом різко виступив проти архієпископа домініканця Марка де Домініса щодо причини припливів і відпливів на Землі, де Домініс цілком правильно пояснював їх притяганням Місяця. Галілей же боровся з поширеними в той час астрологічними уявленнями, нібито небесні світила впливають на людей, і пояснював припливи і відпливи поєднанням обертального руху Землі навколо своєї осі та її руху навколо Сонця. Так він спричинився до того, що два могутні чернечі ордени стали його ворогами. І нарешті, Галілей образив папу римського Урбана VIII, який одного разу при свідках сказав Галілеєві, що Всемогутній Бог міг досягти своєї мети нескінченною множиною шляхів, а тому не слід позбавляти його вибору (у такому розумінні: Творець міг створити світ так, щоб світила оберталися навколо Землі, але й так, щоб Земля рухалася навколо Сонця). Оскільки ж у той час ще не було переконливих доказів про рух Землі, то папа вимагав від Галілея не робити категоричних висновків щодо правильності системи Коперника.

Галілей цими словами закінчив книгу «Діалоги про дві системи світу» (1632 р.), проте вклав їх в уста Сімплічіо — «простака», одного з трьох співрозмовників, який своїх поглядів не має, а лише підтакує іншим. Це було розцінено як жорстоку образу. До того ж уважали, нібито Галілей підтримує ідеї Бруно щодо згаданого вище об'єднання Англії та Франції проти Іспанії. Оскільки Галілей отримав дозвіл на публікацію книги від пап-

ської цензури, то склалося враження, нібито ці ідеї поділяє папа. Щоб заперечити це, був учинений суд над Галілеєм.

Щодо книги Коперника, то вона вже у 1616 р. була «затримана до виправлення»; книги Галілея та інших учених з викладом геліоцентричної моделі були внесені в «Індекс заборонених книг» (до 1835 р.). І все ж з кожним наступним десятиріччям ідеї Коперника завойовували собі все більше прихильників.

У листопаді 1979 р. папа Іоанн-Павло II визнав, що Галілей постраждав від церкви несправедливо. У Ватикані було створено комісію, яка переглянула «справу Галілея» і в 1984 р. виправдала вченого.

Слід, однак, визнати, що в акті суду над Галілеєм, оскільки це стосується астрономії, була особиста помилка суддів. Жодного особливого папського послання або соборного рішення не лише в справі Галілея, а й взагалі — з боку церкви не було. Тому, як кажуть, рішення суддів не було обов'язковим для християнської совісті.

4.6. Закони Кеплера. Елементи орбіт планет

Кеплер вивів три закони руху планет навколо Сонця на підставі 20-річних спостережень Марса датським астрономом Тихо Браге. Слід зазначити, що сам Браге, ознайомившись із системою Коперника, визнав за можливе прийняти, що всі планети обертаються навколо Сонця, однак стверджував, нібито Сонце разом з ними рухається навколо Землі. Проте ця *гео-геліоцентрична модель* не знайшла прихильників серед астрономів.

Перші два закони Кеплер опублікував у книзі «Нова астрономія» (1609 р.), третій — у «Гармонії світу» (1619 р.). Свої обчислення він перевіряв по 70 разів, приймаючи спочатку, що планети рухаються по колових орбітах. Сталося так, що він передусім вивів другий закон, а вже після цього виявив, що орбітою Марса є еліпс. У наш час закони Кеплера формулюють так:

1. Усі планети рухаються по еліпсах, в одному з фокусів яких (спільному для всіх планет) перебуває Сонце (рис. 4.8).

2. Радіус-вектор планети за однакові проміжки часу описує однакові площі (рис. 4.9).

3. Квадрати сидеричних періодів обертання планет відносяться як куби великих півосей їх орбіт.

Якщо сидеричні періоди обертання двох планет позначити T_1 і T_2 , а великі півосі еліпсів — a_1 і a_2 , то третій закон виглядає так:

$$\frac{T_2^2}{T_1^2} = \frac{a_2^3}{a_1^3}. \quad (4.4)$$

Закони Кеплера справедливі не лише для планет, а й для їхніх супутників, як природних, так і штучних. Якщо за одиниці відстані і часу взяти

астрономічну одиницю і зоряний рік, то третій закон Кеплера набуде вигляду:

$$T^2 = a^3, \quad (4.5)$$

або якщо період обертання T визначають у земних добах, то $T = 365,26a^{\frac{3}{2}}$

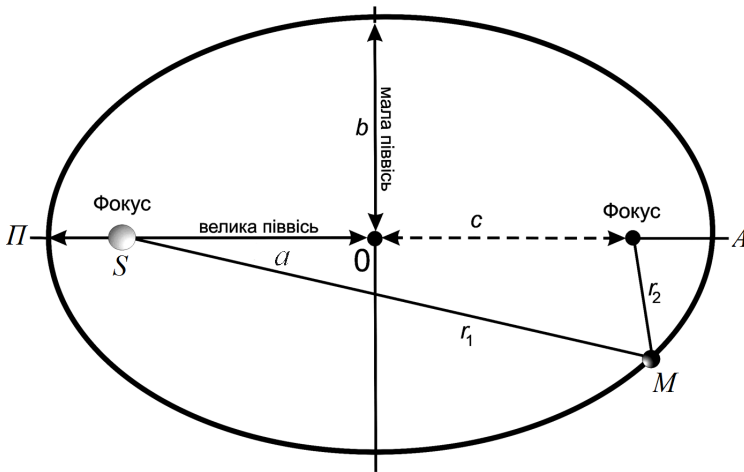


Рис. 4.8. Еліпс як орбіта планети; сума радіусів-векторів r_1 і r_2 будь-якої точки еліпса M дорівнює його великій осі

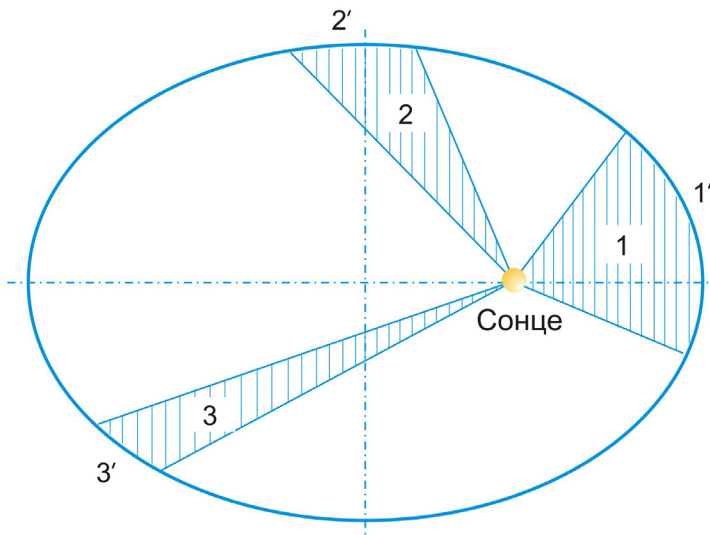


Рис. 4.9. Ілюстрація до другого закону Кеплера: площі 1, 2 і 3 — рівновеликі, це означає, що по дузі 1' планета рухається з більшою швидкістю, ніж по дугах 2' і 3'

Найближчу до Сонця точку орбіти планети називають *перигелієм*, найдальшу — *афелієм* (від гр. περι — навколо, зверху; $\alpha\lambda\omicron$ — вдалині, 'Ηλιος — Сонце). Ступінь витягнутості еліпса характеризують його *ексцентриситетом* e . Ексцентриситет дорівнює відношенню відстані фокуса від центра до довжини великої півосі $e = c/a$ (див. рис. 4.8).

Ексцентриситети орбіт планет малі, так що ці орбіти мало відрізняються від кіл. Найменший ексцентриситет має орбіта Венери ($e = 0,007$); ексцентриситет земної орбіти $e = 0,017$.

Як видно з рис. 4.8, ексцентриситет визначає відстань планети від Сонця в перигелії q і в афелії Q :

$$q = a(1 - e); \quad Q = a(1 + e). \quad (4.6)$$

Як видно на рис. 4.9, з другого закону Кеплера випливає, що, оскільки дуга 1' більша за дугу 3', то чим далі планета від Сонця, тим з меншою швидкістю вона рухається. Отже, рух планети навколо Сонця є нерівномірним.

Велика піввісь еліпса a і ексцентриситет e визначають розміри і форму орбіти планети. Це два елементи планетних орбіт. Однак цього ще недостатньо, щоб визначити особливості руху планети. Потрібно ще вказати орієнтацію площини, в якій лежить орбіта, відносно площини екліптики і, нарешті, час проходження планети через конкретну точку її орбіти. Тому налічують шість елементів орбіти планети. По-перше, це *велика піввісь* a . По-друге, ексцентриситет e . По-третє, кут між площинами орбіти планети і площиною екліптики, тобто *нахил орбіти* i (рис. 4.10).

По-четверте, виміряна у площині екліптики кутова відстань ϱ від напрямку на точку весняного рівнодення до площини орбіти планети в тій її частині, де планета рухається в бік північного полюса світу. Зазначимо, що лінію перетину площин орбіти планети й орбіти Землі (площини екліптики) називають *лінією вузлів*, точки перетину площини екліптики з орбітою планети — *вузлами орбіти*. Вузол, через який планета переходить, рухаючись у бік північного полюса світу, називають *висхідним вузлом*, його позначають ϱ , протилежний вузол — *низхідний*, позначають \wp .

Тому можна сказати, що четвертим елементом планетних орбіт є *довгота висхідного вузла* ϱ . Нахил орбіти i та довгота висхідного вузла визначають положення площини орбіти у просторі.

По-п'яте, *кутова відстань перигелію* ω від висхідного вузла. Нею задають орієнтацію орбіти планети в її площині.

По-шосте, *момент T_0 проходження планети через перигелій P* (або через висхідний вузол ϱ).

За відомими елементами a , e , i , ω , ϱ і T_0 на основі формул Кеплера обчислюють *ефемериди* — положення планети на кожен день на кілька років наперед. Розроблено також методи *визначення орбіти*: обчислення

за декількома (не менше трьох) спостереженнями усіх шістьох елементів орбіти.

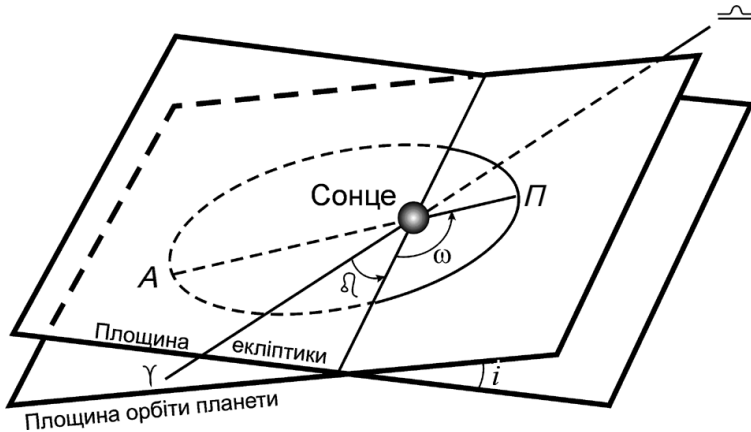


Рис. 4.10. Елементи планетної орбіти

Кути нахилу орбіт планет до площини екліптики невеликі. Наприклад, для Меркурія $i = 7^\circ$, для Венери — $3,4^\circ$, для Марса — $1,85^\circ$. Тому, зокрема, у русі навколо Сонця Меркурій і Венера у нижньому сполученні проходять на небі дещо північніше або південніше відносно диска Сонця. І лише коли нижнє сполучення Меркурія чи Венери трапляється поблизу вузла орбіти планети, тоді диск планети проходить по диску Сонця. Трапляється це рідко. Для Меркурія це буває у травні (через 13, 20 і 33 роки) і листопаді (через 13 і 7 років), причому між травневим і наступним листопадовим проходженням може минути 3,5 року.

Останні проходження Меркурія по диску Сонця відбулися 8 листопада 2006 р. і 9 травня 2016 р., наступні можна буде спостерігати, 13 листопада 2032 р., 7 листопада 2039 р. і т. д. Для Венери ці явища настають значно рідше — у червні та грудні з чергуванням через 8, 105,5 і 8 і 121,5 років. Останнє відбулося 6 червня 2012 р., наступні ж очікуються 11 грудня 2117 р. і 8 грудня 2125 р.

4.7. Добовий паралакс. Масштаби Сонячної системи

Закони руху планет Кеплерові вдалося вивести, не знаючи масштабів Сонячної системи, йому було достатньо знати відносні відстані до планет. Однак обґрунтування причини руху тіл у Сонячній системі і визначення їхніх мас, почавши від руху і маси Місяця, було б неможливим без знання справжніх відстаней до Місяця і планет.

Відстань до Місяця з високою точністю визначив ще Гіппарх ось таким чином. Він знав, що кутовий радіус Місяця $\rho_c = 16'$, а радіус земної тіні на відстані Місяця — $40'$

(тобто він у $8/3$ рази більший; це визначили за тривалістю повного місячного затемнення). Отже, нехай (рис. 4.11) точки S , T і M зображають відповідно центри Сонця, Землі і Місяця, а $FM = R_T$ — радіус земної тіні на орбіті Місяця. Оскільки рівнобедрені трикутники EFP , CDP та ABP подібні, то для них можна записати таке співвідношення:

$$\frac{BS - DT}{DT - FM} = \frac{ST}{TM}. \quad (4.7)$$

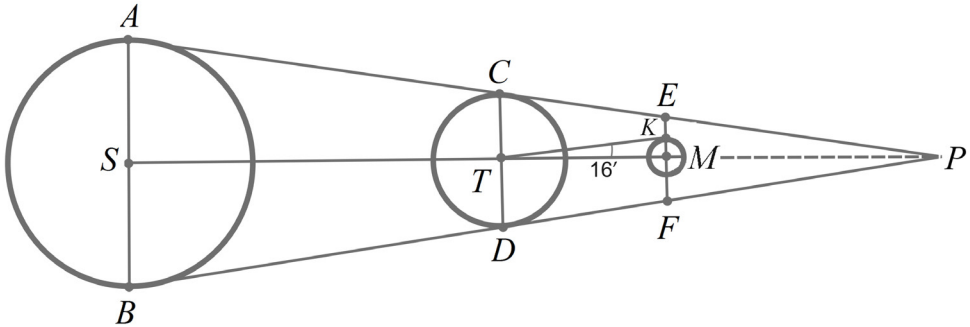


Рис. 4.11. До визначення відстані до Місяця

З того, що видимі кутові радіуси Місяця і Сонця однакові, випливає таке: відстань до Сонця у стільки разів більша, у скільки радіус Сонця R_{\odot} більший від радіуса R_{\oplus} , тобто:

$$\frac{R_{\odot}}{R_{\oplus}} = \frac{BS}{KM} = \frac{ST}{TM} = x. \quad (4.8)$$

Перетворимо (4.7) згідно з (4.8), урахувавши, що $R_T = \frac{8}{3} R_{\oplus}$:

$$\frac{xR_{\oplus} - R_{\oplus}}{R_{\oplus} - 8/3 R_{\oplus}} = x; \quad xR_{\oplus} - R_{\oplus} = xR_{\oplus} - \frac{8}{3} xR_{\oplus}. \quad (4.9)$$

$$R_{\oplus} = \frac{3}{11} \left(1 + \frac{1}{x} \right) R_{\oplus}. \quad (4.10)$$

Оскільки $x \gg 1$, то другим доданком у дужках можна знехтувати. Так Гіппарх виявив, що радіус Місяця $R_{\oplus} = 3R_{\oplus}/11$. Цей результат практично збігається з сучасними даними про розміри Місяця.

Якщо ж лінійний і видимий кутовий радіуси Місяця відомі, то з трикутника TMK знаходимо, що $TM = R_{\oplus}/\text{tg}16'$ або $TM = 218 R_{\oplus} \approx 59,3 R_{\oplus}$. Гіппарх ще тригонометричною функцією тангенс не користувався, проте шляхом дещо довгих обчислень він отримав той самий результат.

Масштаби Сонячної системи вдалося визначити у 1673 р. Для цього використали явище паралактичного зміщення. *Паралактичним зміщенням* називають уявне зміщення об'єкта, спричинене зміщенням спостерігача (щоб переконатися в існуванні цього явища достатньо подивитись на, скажімо, олівець у простягнутій руці на тлі більш віддалених об'єктів спочатку одним оком, потім іншим). Отже, з цією метою виміряли положення планети Марс на тлі зір, спостерігаючи її з двох протилежних пунктів Землі, тобто використали метод визначення добового паралаксу.

Добовим паралаксом (від гр. παράλλαξις — зміщення) p називають кут між напрямком на світило з якої-небудь точки земної поверхні і напрямком з центра Землі (рис. 4.12). Найбільшого значення p_0 цей кут досягає, коли світило спостерігають на горизонті. Тоді його називають *горизонтальним паралаксом*. Для обчислень звичайно використовують *екваторіальний горизонтальний паралакс*, тобто кут, під яким зі світила видно екваторіальний радіус Землі.

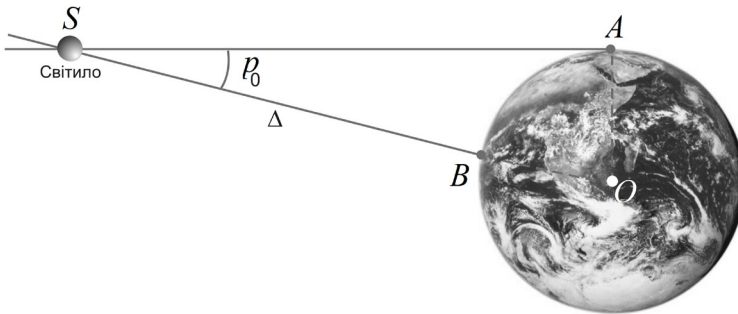


Рис. 4.12. Добовий паралакс світила

Якщо позначити радіус Землі R_{\oplus} , відстань до світила Δ і горизонтальний паралакс p_0 , то з прямокутного трикутника OAS (рис. 4.12) отримуємо:

$$\Delta = \frac{R_{\oplus}}{\sin p_0}. \quad (4.11)$$

Визначено, що горизонтальний паралакс Місяця $p_0 = 57'$. У планет він значно менший і лише у виняткових випадках перевищує $1'$. Тому формулу (4.11) можна спростити, прийнявши для малих кутів, що $\sin p_0 \approx p_0$ (у радіанах). Перетворюючи радіани в секунди ($1 \text{ рад} \approx 206265''$), зводимо формулу (4.11) до вигляду:

$$\Delta = 206265'' \frac{R_{\oplus}}{p_0''}. \quad (4.12)$$

Отже, більш ніж 340 років тому французькі астрономи Доменіко Кассіні та Жан Ріше, встановивши положення Марса на тлі зоряного неба з двох віддалених пунктів Землі (у Паризькій обсерваторії та у м. Каєнна, Південна Америка), визначили, чому дорівнює 0,52 частини астрономічної одиниці (такою тоді була відстань до Марса). Після цього вже можна було обчислити 1 а. о., тобто відстань від Землі до Сонця. Ця перша спроба дала такий результат: 1 а. о. = 140 млн км, тобто на 6,3% менше за її справжнє значення. Згодом точність виміру збільшувалася. За проведеними вже в наш час радарними вимірами горизонтальний паралакс Сонця $p_{\odot} = 8,794''$, він змінюється протягом року від $8,94''$ до $8,65''$.

Визначення горизонтального паралаксу Сонця дало змогу обчислити відстані до всіх планет Сонячної системи в абсолютних одиницях — у мільйонах кілометрів. Найближча до Сонця планета Меркурій рухається навколо нього на середній відстані 57,9 млн км, Нептун — на відстані 4,5 млрд км. Найближча до Землі планета — Венера. У нижньому сполученні з Сонцем відстань до неї усього 40 млн км. Середня відстань до Марса в його протистоянні — 78,3 млн км. Проте раз у 15 чи 17 років завдяки еліптичності його орбіти ця відстань зменшується до 55,8 млн км. Протистояння Марса, за яких відстань до нього менша за 60 млн км, називають *великими*.

Знаючи відстані до планет і вимірюючи їхні кутові діаметри, неважко визначити лінійні розміри планет. Гігантом серед них виявився Юпітер: його радіус дорівнює $\approx 11R_{\oplus}$. Венера має приблизно такі самі розміри, як і Земля. Марс приблизно удвічі, а Меркурій утричі менший від нашої планети.

4.8. Докази обертання Землі та її руху навколо Сонця

Пошуки доказів правильності геліоцентричної моделі світу продовжувалися упродовж багатьох століть. Одним із доказів орбітального руху Землі є паралактичні зміщення зір. Геліоцентрична система світу Коперника передбачала наявність паралактичного зміщення зір протягом року (див. рис. 4.13а). Оскільки спостерігач разом із Землею рухається навколо Сонця майже по колу, то напрямки на близьку зорю змінюються, і вона має описувати на небі впродовж року у загальному випадку деякий еліпс. Цей так званий паралактичний еліпс буде тим більш стиснутим, чим ближче зоря до екліптики, і тим меншого розміру, чим далі зоря від Землі. У зорі, що розташована в полюсі екліптики, еліпс перетворюється на маленьке коло, а у зорі, що лежить в площині екліптики — у відрізок дуги на небесній сфері, що для земного спостерігача виглядає як відрізок прямої. Великі півосі паралактичних еліпсів дорівнюють річним паралаксам π зір.

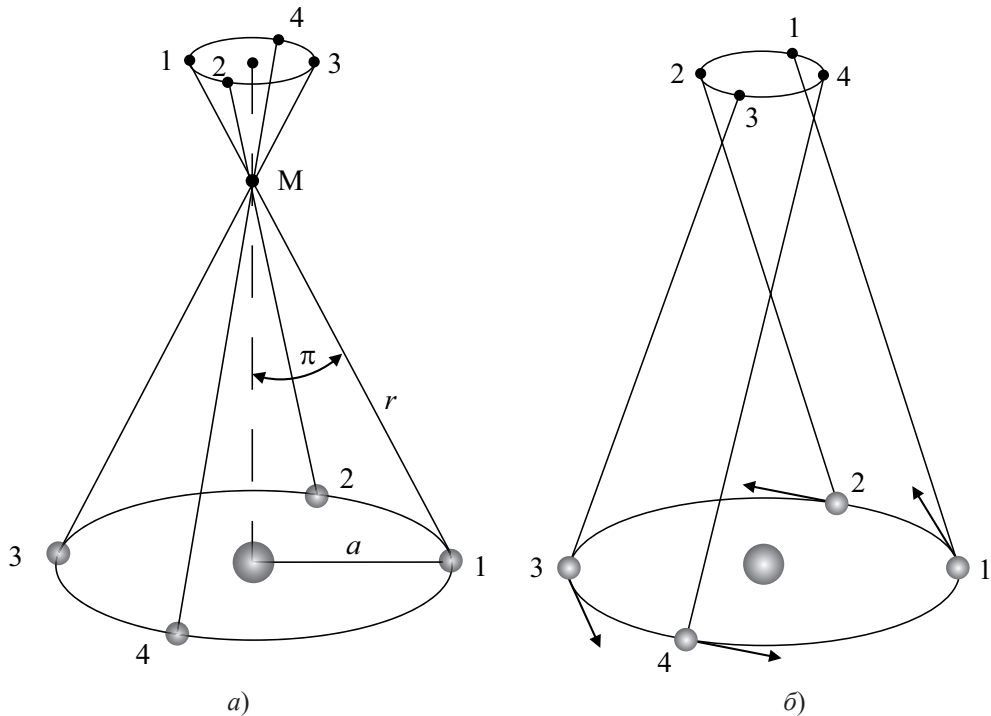


Рис. 4.13. Паралактичне (а) і абераційне (б) зміщення зорі упродовж року

Час від часу деякі астрономи заявляли, нібито їм вдалося виміряти річне видиме зміщення зір на небі, однак ці твердження не витримували критики. Одним із відкривачів такого зміщення зорі γ Дракона був сучасник Ньютона Роберт Гук, проте він не зміг з'ясувати природу цього явища. За його вимірами, річний паралакс зорі γ Дракона становив $30''$. Згодом ці зміщення справді були виявлені. Як виявилось, навіть для найближчих зір $\pi < 1''$.

Наприкінці 1725 р. англійський астроном Дж. Бредлі вирішив перевірити результат Гука. Він виявив, що положення зорі γ Дракона змінюється протягом року під час її проходження через небесний меридіан у верхній кульмінації так: з грудня по березень зоря зміщується на $20''$ на південь, з березня по вересень — на $40''$ на північ, а до початку грудня знову, як і в червні, повертається на своє середнє місце. При цьому аналіз показав, що це не може бути пов'язане з річним паралаксом. У даному випадку зоря мала б досягати найбільшого зміщення в будь-який бік на три місяці раніше.

Так Бредлі відкрив явище *аберації* — зміщення положення зорі на небесній сфері (рис. 4.13б), зумовлене зміщенням телескопа за час проходження світлового променя від об'єктива до окуляра (рис. 4.14). Тому, щоб

обране світило залишалося в центрі поля зору, інструмент потрібно дещо нахилити в напрямку руху Землі. Слід зазначити, що крім руху спостерігача причиною аберації є також скінченність швидкості поширення світла. Це явище і стало першим доказом правильності геліоцентричної моделі світу.

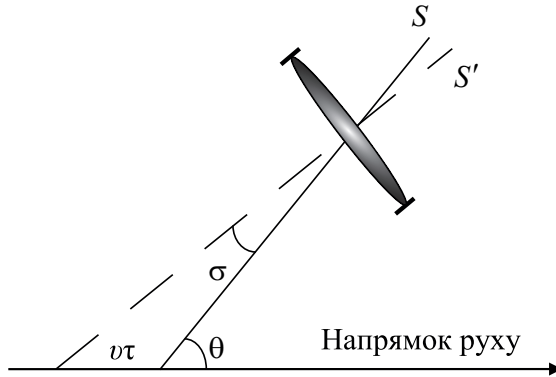


Рис. 4.14. Аберація світла: спостерігач, який рухається зі швидкістю v , побачить світило не в напрямку S , а в напрямку S'

Унаслідок руху Землі зі швидкістю 29,8 км/с зміщення кожної зорі за рік створює певну фігуру. Для тих зір, що розташовані безпосередньо біля полюса екліптики, — це маленькі кола радіусом $\sigma = 20,5''$. Для зір, екліптична широта β яких менша 90° , — це еліпс, велика піввісь якого дорівнює σ , мала — $\sigma \cdot \sin \beta$. Центр цього еліпса називають середнім місцем зорі. Якщо ж зоря перебуває на екліптиці ($\beta = 0$), то вона протягом року зміщується «вперед – назад» на екліптиці на величину дуги $2 \times 20,5'' = 41''$.

З рис. 4.14 видно, що за теоремою синусів

$$\sin \sigma = \frac{v}{c} \sin(\pi - \theta) = \frac{v}{c} \sin \theta, \quad (4.13)$$

де θ — кут між видимим напрямком на зорю і вектором швидкості спостерігача. Оскільки швидкість орбітального руху Землі $v = 29,8$ км/с і $v \ll c$, то через малість кута σ матимемо:

$$\sigma = 206265'' \frac{v}{c} \sin \theta = 20,5'' \sin \theta. \quad (4.14)$$

Величину σ називають *абераційною сталою*.

Очевидно, що зорі — унаслідок річного паралаксу залежно від їхніх широт β — також описують на небесній сфері кола, еліпси і дуги з тією лише різницею, що навіть для найближчих зір їхні радіуси і півосі принаймні у 20 разів менші. Однак тут є ще й інша надзвичайно важлива відмінність (рис. 4.13). У випадку річного паралаксу зображення зорі зміщене відносно положення Землі на екліптиці на 180° , відповідно протилежні напрямки руху Землі і зорі на небі. Для аберації характерне зміщення зорі до точки, що лежить на екліптиці на 90° у бік заходу відносно Сонця. Порівняно з паралаксом зоря наче відстає на 90° . До того ж розмір абераційного еліпса не залежить від відстані до зорі.

Перший достовірний паралакс зорі визначив у 1822 р. німецький і російський астроном Фрідріх Вільгельм (Василь Якович) Струве (на той час директор Дерптської обсерваторії) — це був паралакс Альтаїра. З 1837 по 1839 рік відбувся справжній прорив у вимірюваннях паралаксів, до Струве в інших країнах долучилися німецький астроном і математик Фрідріх Бессель (Кенігсбергська обсерваторія) і англійський астроном Томас Гендерсон (обсерваторія Мису Доброї Надії). Їм вдалося визначити паралакси таких найближчих зір як Вега, 61 Лебеда, α Кентавра. Це стало другим переконливим доказом руху Землі навколо Сонця.

Безперервно шукали також доказів обертання Землі навколо своєї осі. Одне з міркувань було таким: якщо Земля справді обертається, то тіло, що падає з башти висотою h , зберігаючи свою колову швидкість, має обганяти основу башти і впасти на схід від неї. Адже як вершина, так і основа башти мають одну і ту ж кутову швидкість обертання ω , тоді як лінійна швидкість вершини $v = \omega(R_{\oplus} + h)$ більша. Теоретичний аналіз показав, що для широти $\varphi = 50^\circ$ і $h = 100$ м відхилення тіла у бік сходу становитиме $l = 1,4$ см (значення хоч і досить мале, однак все ж цілком конкретне). За деякими даними, перший достовірний результат вимірювання отримав італійський учений Джованні Гульєльміні у 1791 р.

У своїй «Астрономії» французький популяризатор науки Каміл Фламмаріон розповідає, як ще у XVII ст. монах Мерсенн і військовий артилерист Пті вистрілювали з гармати ядра угору, цікавлячись, чи впадуть вони назад. Експеримент закінчився невдачею: ядра, як їм здавалося, взагалі назад не падали. Фламмаріон же твердив, що ядро мало б повертатися точно у жерло гармати. Насправді, зберігаючи лінійну швидкість обертання Землі, але збільшуючи свою відстань від її центра (від осі обертання), ядро за час підняття вгору і подальшого падіння донизу відстає від гармати і тому падає на захід від неї. Відповідні формули для опису цього руху виведено у теоретичній механіці. Розрахунки показують: якщо тіло буде злітати на висоту 100 м, то на широті $\varphi = 50^\circ$ відхилення становитиме $l = -5,6$ см, тобто вчетверо більше, ніж в результаті падіння з тієї самої висоти, а знак мінус вказує на те, що воно відбудеться у протилежному напрямку, тобто на захід.

Ще одним доказом обертання Землі навколо своєї осі є сплюснутість Землі біля полюсів. Оскільки Земля обертається, то крім сили Коріоліса діє ще одна сила інерції — відцентрова. Вона протидіє силі тяжіння, яка

спрямована до центра планети. Відцентрова сила перпендикулярна осі обертання, є максимальною на екваторі і дорівнює нулю на полюсах. Математичний аналіз показує, що у разі однорідної рідкої планети її меридіани приймають форму еліпса. Незважаючи на те, що Земля сьогодні не є рідкою, кардинально результат це не змінює. Навіть, якщо Земля не була повністю розплавлена у своїй ранній історії, то завдяки підвищеній на той час пластичності порід внаслідок обертання Земля набула форму сплюсненого еліпсоїда.

Зазначимо, що ще Х. Гюйгенс та І. Ньютон у XVII ст. теоретично прийшли до висновку, що Земля має бути стиснута біля полюсів. Це передбачення було підтверджене впродовж 1735–1750 рр. двома експедиціями Паризької академії наук у Перу і Лапландію. В цих експедиціях вимірювали довжину дуги меридіана і було виявлено, що зі збільшенням широти довжина дуги, яка відповідає 1° меридіана, зростає. На сьогодні відомо, що екваторіальний радіус Землі більший за полярний на 21,4 км.

Найпереконливішим і найнаочнішим доказом обертання Землі є маятник Фуко, перша демонстрація якого відбулася у 1851 р. Ключовою відмінністю маятника Фуко від звичайного математичного є особливість кріплення верхньої частини троса (наприклад, за допомогою карданного шарніру), яка дає змогу маятнику вільно коливатись у будь-якій вертикальній площині. Під час коливання такого маятника площина його руху на полюсі зберігає своє положення відносно зір (а Земля під ним повертається). На широті $\varphi < 90^\circ$ для спостерігача на Землі ця площина повільно з кутовою швидкістю $15^\circ \sin \varphi$ повертається за годинниковою стрілкою. У разі $\varphi = 50^\circ$ площина маятника повертається на $11,5^\circ$ за годину.

Інші ефекти обертання Землі — наприклад, підмивання правого берега ріки (завдяки силі Кориоліса) у північній півкулі тощо — відомі з курсу фізичної географії.

Розділ 5

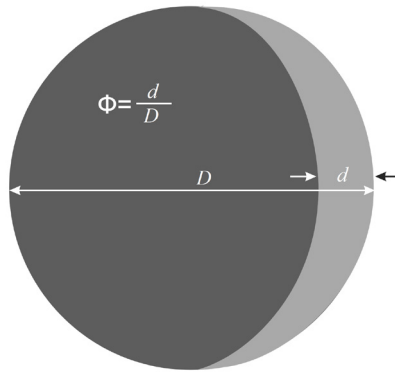
РУХ МІСЯЦЯ. ЗАТЕМНЕННЯ

5.1. Видимий рух, конфігурації і фази Місяця

Місяць — найближче до нас небесне тіло, природний супутник Землі. Зміною його зовнішнього вигляду (своїх фаз) він звертав до себе увагу людей з найдавніших часів. Таке явище, як зміну фаз Місяця, використовували для лічби часу календарними місяцями. Тому не випадково у багатьох мовах світу слово «місяць» має спільний корінь, співзвучний з коренями слів «міряти» і «небесний Місяць». Наприклад, латиною *mensis* — місяць і *mensura* — міра. В українській мові назва календарної одиниці лічби часу і небесного світила омонімічні.

Спостерігаючи за положенням Місяця на небі упродовж декількох вечорів, можна переконатися в тому, що він зміщується на тлі зір із заходу на схід з середньою кутовою швидкістю $13,2^\circ$ на добу. Проміжок часу, за який Місяць, описавши повне коло на небесній сфері, повертається до початкового положення на тлі зір, називають *сидеричним періодом* обертання Місяця навколо Землі. Він дорівнює $27\frac{1}{3}$ діб, а точніше $27,321661$ діб = 27 діб 7 год 43 хв $11,5$ с.

Поверхня Місяця світиться відбитим сонячним світлом, тому його зовнішній вигляд змінюється залежно від того, яке положення він займає відносно Сонця. Зовнішній вигляд Місяця або його фази можна характеризувати як описово, так і числом. Фазою Φ називають відношення найбільшої ширини освітленої частини d місячного диска до його видимого діаметра D , тобто $\Phi = d/D$ (рис. 5.1).

Рис. 5.1. Визначення фази Місяця $\Phi = d/D$

Положення, за якого Місяць у своєму русі навколо Землі перебуває між Землею і Сонцем, називають *сполученням*. Тоді Місяць повернутий до Землі своїм неосвітленим боком і його взагалі не видно. Цю фазу називають *новим Місяцем* (рис. 5.2). Через сім діб Місяць видно на небі у формі півкруга. Цю фазу називають *першою чвертю*, а відповідну їй конфігурацію — *східною квадратурою*. Місяць при цьому перебуває на кутовій відстані 90° на схід від Сонця. У *протистоянні* з Сонцем настає фаза *повного Місяця* $\Phi = 1$. Ще через сім діб він буде у *західній квадратурі*, відповідна їй фаза — *третья або остання чверть*, де, як і в першій, $\Phi = 0,5$.

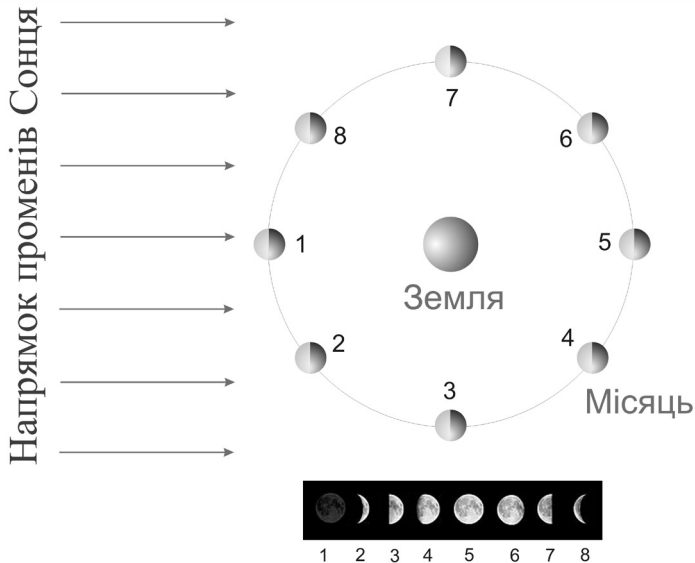


Рис. 5.2. Конфігурації і фази Місяця: 1 — сполучення Місяця з Сонцем (*кон'юнкція*), 2 — новий Місяць (*молодик*); 3 — східна квадратура, перша чверть, 5 — протистояння Місяця і Сонця, повний Місяць (*повня*), 7 — західна квадратура, третя (остання) чверть

Проміжок часу між двома послідовними однойменними фазами Місяця називають *синодичним місяцем*. Він триває $29,53059$ діб = 29 діб 12 год 44 хв $2,8$ с.

Лінію на диску Місяця, що відділяє його освітлену частину від неосвітленої, називають *термінатором* (від лат. *termino* — обмежую, визначаю).

Неважко з'ясувати причину неоднакової тривалості сидеричного і синодичного місяців. Нехай, для спрощення, в якийсь момент Місяць у повні перебуває на певній кутовій відстані від конкретної зорі. Для земного спостерігача через $27\frac{1}{3}$ діб він знову був би на такій самій кутовій відстані від вказаної зорі. Однак Земля за цей час зміститься на своїй орбіті приблизно на $27\frac{1}{3}^\circ$, і тому, щоб настало протистояння Місяця й Сонця, а, отже, чергова повня, Місяць має зміститися на такий самий кут по своїй навколоземній орбіті. Оскільки Земля при цьому безперервно рухається, то повня настає тільки через $29,53$ діб після попередньої.

Наведені тут періоди обертання Місяця є усередненими значеннями за багато сотень років. Наприклад, реальна тривалість синодичного місяця змінюється від $29^d6^h15^m$ до $29^d19^h12^m$. Тому й моменти настання нового Місяця, обчислені за середньою тривалістю синодичного місяця, можуть істотно (до ± 13 год) відхилитися від передбачених.

Відповідно до цього і середнє зміщення Місяця на небі за добу є лише орієнтовним. Фактично воно змінюється в межах від 11 до 15° за добу. У зв'язку зі зміщенням Місяця в бік сходу він у верхній кульмінації кожного наступного дня буває в середньому на 52 хв пізніше, ніж попереднього.

І, нарешті, оскільки середня відстань Місяця від Землі становить лише $1/390$ а. о., то їхні траєкторії відносно Сонця майже однакові (рис. 5.3), причому траєкторія Місяця теж усюди увігнута, але є хвилястою (проте — не синусоїдою).

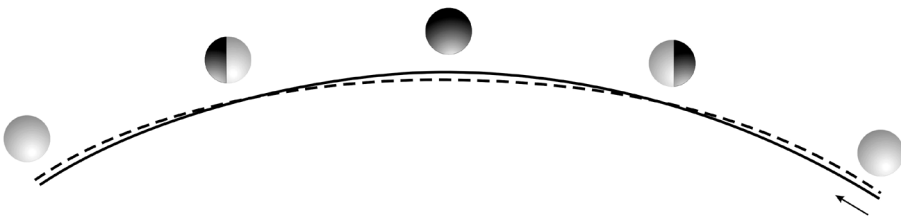


Рис. 5.3. Траєкторії Землі (суцільна лінія) і Місяця (пунктир) відносно Сонця. Вказані фази Місяця

5.2. Орбіта Місяця. Драконічний місяць

Фіксуючи положення центра диска Місяця відносно зір і наносячи їх на карту, можна виявити, що в своєму русі Місяць то перетинає екліптику і, наближаючись до північного полюса світу, відхиляється від неї на $5^\circ 9'$,

то на стільки ж опускається під неї, ближче до південного полюса світу. Це означає, що орбіта Місяця нахилена до площини екліптики під кутом $i = 5^{\circ}9'$, що майже дорівнює 10 видимим кутовим діаметрам Місяця.

Точки перетину місячного орбітального шляху з екліптикою називають *вузлами місячної орбіти*. У висхідному вузлі (його позначають δ) Місяць переходить на північ від екліптики, а через *низхідний* (ρ) — на південь від неї. Лінію, що з'єднує вузли, називають *лінією вузлів*.

Рух Місяця навколо Землі є надзвичайно складним. Причина — притягання з боку Землі, форма якої не є сферичною, а також притягання з боку Сонця. Такий збурений рух описують рівняннями, в яких налічується близько 1500 доданків, а ефемериди — положення Місяця на декілька днів чи місяців наперед — обчислюють з точністю до 15-го знака після коми. Проте можна говорити про середні елементи місячної орбіти, а також можна вказати межі зміни цих елементів.

Наприклад, велика піввісь місячної орбіти $a = 384\,400$ км (або 60,27 екваторіальних радіусів Землі), ексцентриситет $e = 0,0549 \approx 1/18$. Найближчу точку місячної орбіти до Землі називають *перигеєм*, найдальшу — *апогеєм*. Для незбуреної місячної орбіти відповідно їхні відстані до Землі $q = 363\,300$ км ($56,961 R_{\oplus}$) і $Q = 405\,500$ км ($68,573 R_{\oplus}$). За рахунок збурень велика піввісь змінюється від 381 540 до 386 960 км, ексцентриситет — від 0,0435 до 0,0715, нахил орбіти до площини екліптики — від $4^{\circ}59'$ до $5^{\circ}19'$. Тому й видимий кутовий діаметр Місяця змінюється від $33'32''$ у перигеї до $29'20''$ у апогеї. Найближча відстань до Місяця (внаслідок збурень) становить 356 420, найдальша — 406 660 км.

Проміжок часу між двома послідовними проходженнями Місяця через той самий вузол його орбіти називають *драконічним місяцем*. Його тривалість $S_{\delta} = 27,2122$ діб.

Причина того, що драконічний місяць коротший від сидеричного, стає зрозумілою, якщо спостерігати кілька проходжень Місяця через один і той же вузол. Як виявляється, вузли місячної орбіти зміщуються в бік заходу, тобто назустріч рухові Місяця, приблизно на $1,5^{\circ}$ за сидеричний місяць, або на $19,3^{\circ}$ за рік. Інакше кажучи, лінія вузлів здійснює повний оберт за 18,61 року = 18 років 7 місяців = 6 798 діб. А це означає, що з таким періодом повертається відносно зір сама площина місячної орбіти.

Не залишається незмінним і положення еліпса місячної орбіти в її площині. Місячна орбіта повертається у своїй площині в прямому напрямку на 41° за рік, здійснюючи повний оберт за 8 років 10 місяців.

Безперервне зміщення лінії вузлів з кожним роком істотно змінює умови видимості Місяця. Наприклад, якщо висхідний вузол збігається з точкою весняного рівнодення Υ , а низхідний — з точкою осіннього рівнодення Ω , то протягом сидеричного місяця схилення Місяця змінюється в межах $\delta = \pm (\epsilon + i) = \pm (23^{\circ}26' + 5^{\circ}09') = \pm 28^{\circ}35'$. Такий збіг траплявся, наприклад, в моменти 1950,6, 1969,2 і 1987,8 рр. У межах двох-трьох ро-

ків близько вказаних моментів весною Місяць у першій чверті перебував у верхній кульмінації на кутовій висоті над горизонтом $h_{\text{вк}} = (90^\circ - \varphi) + \delta$, що для $\varphi = 50^\circ$ дає $h_{\text{вк}} = 68,5^\circ$, а у третій чверті — на кутовій висоті усього $11,5^\circ$. Восени картина змінюється: увечері Місяць надто низько над горизонтом, уранці — високо. Якщо ж із точкою весняного рівнодення збігається низхідний вузол (це було в моменти 1978,5 і 1997,1 рр.), схилення Місяця змінюється в межах $\delta = \pm (\epsilon - i)$ і найбільша висота Місяця весною для $\varphi = 50^\circ$ становила усього $58,5^\circ$.

5.3. Власне обертання Місяця. Лібрації

Для спостерігача, який вивчає поверхню Місяця з Землі, створюється враження, нібито Місяць навколо своєї осі не обертається, оскільки він повернутий до Землі одним і тим самим боком. Насправді це означає, що відносно далеких зір Місяць обертається навколо осі з тим самим періодом, що й навколо Землі, тобто за $27\frac{1}{3}$ діб. Таке обертання називають *синхронним*.

Як виявлено, площина місячного екватора утворює з площиною екліптики кут $1^\circ 30'$, а з площиною орбіти Місяця — кут $6^\circ 41'$, тобто вісь обертання Місяця нахилена до площини його орбіти на кут $83^\circ 19'$. При цьому площина екліптики лежить між площинами місячного екватора й орбіти Місяця, і всі три площини перетинаються по лінії місячних вузлів. Це явище відкрив французький астроном Жак Кассіні у 1721 р. Його називають *законом Кассіні*.

Разом із лінією вузлів вісь обертання Місяця повертається в просторі, описуючи за 18,61 років конічну поверхню. Завдяки цьому з Землі позмінно видно то північний, то південний полюс Місяця (рис. 5.4). Це створює ілюзію погойдування Місяця на $6^\circ 39'$ у напрямку меридіанів. Таке явище ілюзорного погойдування називають *оптичною лібрацією по широті* (від лат. *libro* — розгойдую), його період — 27,21 діб — збігається з тривалістю драконічного місяця.

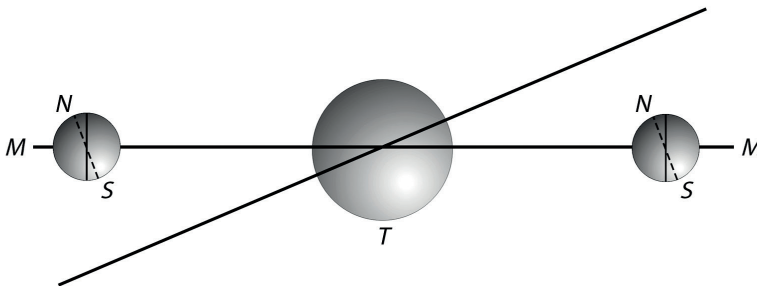


Рис. 5.4. Лібрація Місяця по широті

Спостерігається також *лібрація по довготі* (рис. 5.5). Вона зумовлена тим, що навколо осі Місяць обертається рівномірно, практично зі сталою кутовою швидкістю, тоді як по своїй еліптичній орбіті він рухається нерівномірно: відповідно до другого закону Кеплера поблизу перигею він рухається швидше, а поблизу апогею — повільніше. Тому за чверть періоду обертання Місяць після проходження перигею P пройде шлях, більший за чверть своєї орбіти, а навколо осі він повернеться на 90° . Точка a , що для земного спостерігача в перигеї Місяця проектувалася на центр його диска, тепер дещо відхилиться в бік сходу. Туди ж зміститься і точка b , що раніше була на самому краю диска. Так стає видимою частина поверхні Місяця, що розташована за західним краєм видимої півкулі. За наступну чверть періоду Місяць пройде менше ніж четверту частину своєї орбіти, однак навколо осі повернеться на 90° . Тепер із Землі буде видно частину його поверхні за східним краєм диска. Період лібрації по довготі дорівнює *аномалістичному місяцю* — проміжку в 27,55 діб, за який Місяць, здійснивши один оберт на орбіті, знову повертається в перигей. Найбільше значення лібрації по довготі становить $7^\circ 54'$.

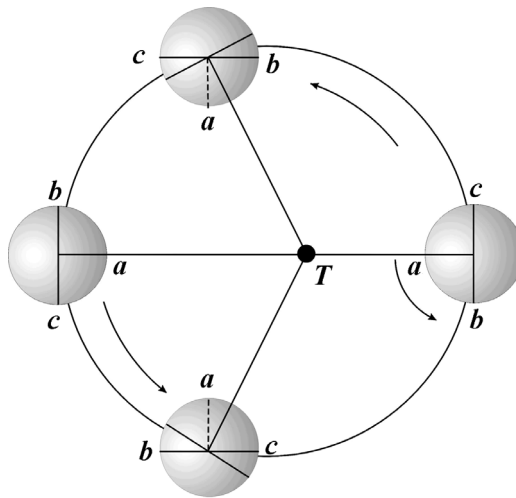


Рис. 5.5. Лібрація Місяця по довготі

Існує також *добова*, або *паралактична лібрація*, яка виникає внаслідок того, що Місяць розташований досить близько до Землі, і два спостерігачі з різних точок Землі мають змогу в той самий момент бачити дещо різні частини місячної поверхні. Паралактична лібрація становить приблизно 1° . Є ще *фізична лібрація*, зумовлена періодичним відхиленням великої півосі еліпса місячної орбіти від напрямку на Землю, її значення всього $2''$.

Унаслідок спільної дії усіх типів лібрацій Місяця з поверхні Землі видно не 50, а майже 60% місячної поверхні.

5.4. Покриття світил Місяцем. Сонячні і місячні затемнення

Рухаючись навколо Землі, Місяць увесь час проходить перед більш віддаленими світилами і своїм диском може їх затуляти. Якщо це трапляється, то настає *покриття світила Місяцем*. Під час покриття Місяцем зорі вона зникає за його диском раптово (початок покриття) і так само раптово з'являється з-за диска (кінець покриття) у повному блиску. З цього задовго до польотів у бік Місяця космічних апаратів зроблено висновок, що Місяць практично не має атмосфери. Така раптовість згасання і спалаху світла зір свідчить також про надзвичайно малі їхні кутові розміри.

Покриття Місяцем Сонця називають *сонячним затемненням*. *Затемнення Місяця* трапляється тоді, коли Місяць під час руху навколо Землі входить у її тінь.

У момент нового Місяця, якщо тінь від Місяця падає на Землю, а не проходить повз неї, в окремих пунктах її поверхні спостерігається сонячне затемнення. Там, де падає півтінь Місяця, затемнення часткове (рис. 5.6). Унаслідок орбітального руху Місяця з заходу на схід, а також унаслідок добового обертання Землі тінь і півтінь Місяця зміщуються з середньою швидкістю близько 0,5 км/с приблизно в бік сходу. Смугу на поверхні Землі, по якій перебігає тінь, називають *смугою повної фази*. Її ширина здебільшого становить 40–100 км, а за найменшої відстані Місяця від Землі сягає 270 км. Діаметр місячної півтіні тоді близький до 6750 км.

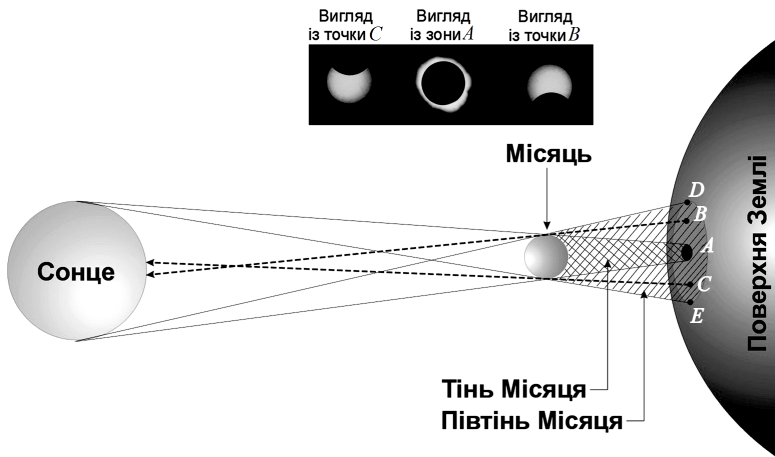


Рис. 5.6. Схема повного сонячного затемнення; затемнення видно як повне у зоні А, у точках В і С воно часткове

За середніх відстаней Місяця від Землі і Землі від Сонця кутовий діаметр Місяця ($31,1'$) менший від сонячного ($32,0'$), тому конус місячної тіні обривається приблизно на висоті 4700 км над земною поверхнею. Спостерігач, який потрапив на продовження осі згаданого конуса, побачить

кільцеподібне затемнення Сонця, під час якого навколо темного місячного диска видно вузьке яскраве кільце диска Сонця. Повні і кільцеподібні сонячні затемнення називають *центральними*. Якщо ж на поверхню Землі потрапляє лише півтінь Місяця, то настає *часткове сонячне затемнення*.

Як вже було сказано, орбітальний рух Місяця відбувається з заходу на схід, тому сонячне затемнення починається з правого, західного краю сонячного диска. На ньому з'являється темна виїмка (ущерб), яка поступово зростає, так що з часом Сонце набирає форми все вужчого серпа. У момент, коли настає фаза повного затемнення, яка може тривати до 7 хв 31 с, спалахує сріблясто-білим сяйвом сонячна корона. Небо різко темніє, на ньому можна побачити яскраві зорі, уздовж горизонту видно червонувате сяйво. Невдовзі справа від темного диска Місяця засвічуються сонячні промені і часткові фази затемнення повторюються у зворотному порядку. Усе явище від першого контакту до розходження дисків Місяця і Сонця триває дещо більше двох годин.

Під час місячного затемнення Місяць проходить через тінь Землі (рис. 5.7). Вона простягається на відстань близько 1400 тис. км, що в 3,5 рази перевищує відстань від Землі до Місяця. Тому й середній кутовий радіус тіні Землі, в яку може зануритися Місяць, рухаючись по своїй орбіті, становить $42'$. В її переріз диск Місяця вкладається 2,5 рази. Тому повне місячне затемнення (доки Місяць рухається у межах конуса тіні Землі) може тривати до 1,8 год, а загалом, включаючи часткові фази, — до 3,8 год.

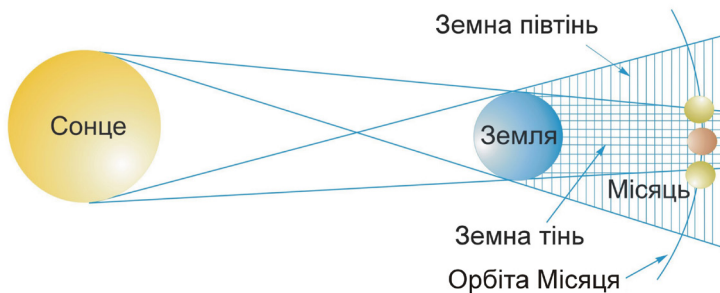


Рис. 5.7. Схема місячного затемнення

Якби площина місячної орбіти збігалася з площиною екліптики, то сонячні затемнення траплялися б під час кожного нового Місяця, а затемнення Місяця — через приблизно половину синодичного періоду після цього. Оскільки ж вказані площини перетинаються під кутом $i = 5^{\circ}09'$, то здебільшого сполучення Місяця з Сонцем настає під час положення Місяця вище або нижче від сонячного диска (рис. 5.8). Лише коли відстань Місяця і Сонця від вузла місячної орбіти менша від $16\text{--}18^{\circ}$, тобто коли для земного спостерігача їхні диски дотикаються або перетинаються, затемнення Сонця можливе.

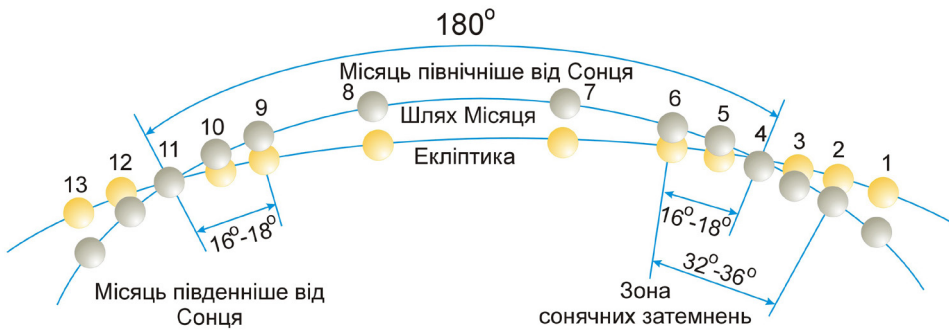


Рис. 5.8. Положення Місяця і Сонця у різні новомісяччя

Тому можна сказати, що поблизу обох вузлів місячної орбіти є *зони сонячних затемнень* загальною протяжністю від 32° до 36° . Сонце зміщується по екліптиці до сходу на 1° за добу. У свою чергу вузли місячної орбіти пересуваються в бік заходу на $0,053^\circ$ за добу. Тому зону затемнень диск Сонця проходить за 31–34 діб. Фаза ж нового місяця повторюється через кожні 29,53 діб. Отже, як тільки Сонце наблизиться до будь-якого вузла місячної орбіти, затемнення Сонця відбудеться обов'язково. Якщо воно трапилося безпосередньо відразу після входження Сонця у зону затемнень (тоді затемнення часткове, а центральне настає за відстані Сонця від вузла не більше $11,5^\circ$), то воно повториться під час наступного нового Місяця.

Зона місячних затемнень вужча: має ширину всього 24° , причому повним затемнення буде за відстані Сонця від вузла, меншій за $5,6^\circ$. Оскільки це менше за дугу, яку описує на екліптиці центр диска Сонця за синодичний місяць, то затемнення не обов'язково відбудеться, хоча Сонце і проходить через вузол місячної орбіти.

5.5. Частота і періодичність затемнень

Як зазначалося, вузли місячної орбіти зміщуються назустріч рухові Сонця по екліптиці на $19,3^\circ$ за рік. Отже, Сонце повертається до одного і того ж вузла не через 365,3 (зоряний рік), а через кожні $T_\Omega = 346,62$ діб. Цей проміжок часу називають *драконічним роком*. Пройшовши один місячний вузол, Сонце досягає протилежного через 173 доби. Унаслідок цього сезони затемнень кожного наступного року мали б наставати приблизно на 20 діб раніше, ніж попереднього.

Проте затемнення бувають у моменти нового Місяця (сонячні) або повні (місячні), а ці фази повторюються через інтервали часу $S = 29,53$ діб. Оскільки $12S = 12 \times 29,53 = 354,36$ (діб), то це означає, що насправді цикл затемнень мав би повторюватися через кожні 354 дні і 8 год. Звідси впли-

ває два висновки: у кожному наступному році реальні сезони затемнень настають на 10–11 днів раніше, ніж попереднього; умови затемнення істотно змінюються, оскільки Сонце на момент нового Місяця (чи повні) опиняється на 10–11° ближче (або далі) до (від) вузла місячної орбіти.

У кожній зоні затемнень може не трапитися місячного затемнення, однак обов'язково відбудеться сонячне. Тому найменша кількість затемнень у році — два сонячних. Найбільше затемнень — сім (п'ять затемнень Сонця і два Місяця або чотири Сонця і три Місяця). Ось ілюстративна схема таких подій. На початку січня Сонце входить у зону затемнень, і під час фази нового Місяця настає часткове сонячне затемнення, а ще через синодичний місяць — знову часткове сонячне затемнення, а між ними — повне місячне затемнення. Через 173 доби, як тільки Сонце опиниться поблизу протилежного вузла, знову відбудуться ті ж явища — два часткових сонячних і одне повне місячне затемнення. Оскільки до кінця грудня Сонце знову наблизиться до зони затемнень, то під час чергового нового Місяця відбудеться п'яте часткове затемнення Сонця. І навпаки, якщо на початку року відбулося повне місячне затемнення, то після нього настає часткове сонячне, через менш ніж півроку — часткове сонячне, повне місячне і ще раз часткове сонячне, а в грудні — часткове сонячне і повне місячне. Ця друга комбінація затемнень спостерігалася, наприклад, у 1982 р.

У середньому в певній місцевості Землі повне сонячне затемнення трапляється один раз на 300 років. Якщо ж говорити про кількість затемнень узагалі, які можна побачити з певного пункту Землі за певний інтервал часу, то більше спостерігається місячних. Це тому, що місячне затемнення видно з усієї півкулі Землі, де в цей момент ніч, тоді як сонячні затемнення спостерігаються лише з зон місячної тіні і півтіні, що в різні роки пробігають по різних частинах земної поверхні.

Настання затемнень визначається трьома періодами: синодичним місяцем $S = 29,5306^d$, тривалістю драконічного місяця $S_{\Omega} = 27,2122^d$ і драконічного року $T_{\Omega} = 346,6200^d$. Можна знайти певну кількість днів, в яку з достатньою точністю вкладеться кожен із згаданих тут періодів. Це означатиме, що через такий проміжок часу та сама фаза Місяця настане на тій самій відстані Сонця від вузла місячної орбіти. Отже, повторяться ті затемнення, що й у попередньому циклі.

Одним з таких циклів є *сарос* (від єгипетського слова, що означає «повторення»), який був відомий ще вавилонським астрономам. Він базується на співвідношенні $223S = 242 S_{\Omega} = 19T_{\Omega}$. Справді,

$$223S = 223 \times 29,5306^d = 6585,32^d;$$

$$242S_{\Omega} = 242 \times 27,2122^d = 6585,35^d;$$

$$19T_{\Omega} = 19 \times 346,6200^d = 6585,78^d.$$

Отже, через кожні 6585,3 діб = 18 років 11,3 діб (або 10,3 діб, якщо у цьому проміжку часу було п'ять високосних років) затемнення повторюються. Проте умови цих затемнень уже будуть інакшими, бо ж за 0,3 доби (близько 8 год) Земля повернеться майже на 120° навколо осі обертання, а затемнення настане майже на 8 год пізніше. Крім того, відбувається зміщення смуги затемнення в напрямку до Північного полюса Землі, якщо затемнення відбувається поблизу низхідного вузла, і навпаки.

Протягом кожного саросу (тобто за 18,03 років) відбувається 70–71 затемнень, з них 42–43 сонячних і 28 місячних. Тривалість дії цього циклу для конкретного затемнення близько 1250 років. Наприклад, часткове сонячне затемнення відбулося 23 червня 727 року у південній півкулі. Ритмічно повторюючись через кожні 18,03 років, воно спостерігалось останній раз 22 липня 1971 р. у Магаданській області.

Моменти затемнень нині обчислюють завчасно з точністю до одної секунди. Це відповідає похибці у положенні Місяця на небі 0,5" або в його положенні у просторі в 1 км. У фундаментальній праці австрійського астронома Теодора Оппольцера «Канон затемнень» (1887 р.) наведено дані про затемнення Сонця і Місяця з 1208 р. до н. е. до 2163 р. н. е. — усього близько 8000 сонячних і 5000 місячних затемнень. Продовженням «Канону» Оппольцера є новий «Канон затемнень» (1966 р.), складений бельгійськими астрономами. У ньому є відомості про 1449 затемнень з 1898 р. по 2510 р. У наш час обчисленням затемнень займається група Фреда Еспенака (США).

Частина III

**ЕЛЕМЕНТИ НЕБЕСНОЇ
МЕХАНІКИ І ДИНАМІКИ
КОСМІЧНИХ ПОЛЬОТІВ**

У цій частині пояснено особливості руху і взаємодії небесних тіл, зокрема планет Сонячної системи та їхніх супутників під дією сил гравітації. Нагадаємо, що цю задачу Ісаак Ньютон розв'язав шляхом громіздких геометричних побудов. Загальноприйнятою тепер мовою диференціального та інтегрального числення результати Ньютона описав Леонард Ейлер у праці «Механіка» (1736 р.) через 49 років після виходу в світ «Математичних основ природознавства» Ньютона.

Розділ 6

ОСНОВИ НЕБЕСНОЇ МЕХАНІКИ

6.1. Закон всесвітнього тяжіння

Відомо, що Ньютон відкрив закон всесвітнього тяжіння шляхом певних геометричних міркувань, розглядаючи спочатку відхилення тіла від прямолінійного шляху та використовуючи другий закон Кеплера. Це в сукупності дало змогу вилучити з подальшого розгляду час і звести все до розв'язування трикутників і співвідношень між їхніми сторонами.

Насправді шлях до відкриття цього закону був довгим, і в ньому брали участь багато видатних вчених. Як згадувалося, Коперник висловив припущення, за яким тяжіння властиве усім небесним світилам. Галілей, виявивши супутники Юпітера, переконливо довів, що в навколишньому Всесвіті, крім Землі, є й інші центри тяжіння. Кеплер, визначивши кінематику Сонячної системи, вперше спробував з'ясувати причину рухів планет. Він припустив, що від Сонця до планет простягається певна рушійна сила, подібна до променів світла і тепла, яка і втягує планету в рух навколо Сонця. Її напрямок мав би бути перпендикулярним до напрямку «Сонце – планета». Це збігалось з поглядами Аристотеля та його послідовників: рух триває доти, поки діє сила, що спричиняє цей рух. Щоб пояснити рух планет по еліптичних орбітах, Кеплер припустив, що всі планети є магнітами, сили яких складаються з дією Сонця.

Після того як Галілей довів, що для підтримання рівномірного руху зовсім не потрібно безперервної дії сили, і встановив закон інерції, стало очевидним таке: у русі планет потрібно шукати не силу, що створює рух, а силу, що змінює їхній прямолінійний шлях на криволінійний. Отже, йдеться про силу, що утримує планету на її орбіті. Невдовзі голландський фізик Христіан Гюйгенс дослідив коловий рух, увів поняття *відцентрової сили* й отримав формулу, опубліковану в книжці «Маятникові годинники» (1673 р.): під час руху матеріальної частинки (планети) навколо силового центра (Сонця) на неї діє відцентрова сила:

$$F_{\text{в}} = \frac{mv^2}{r}, \quad (6.1)$$

де m — маса частинки; v — швидкість її руху по колу радіусом r . З цього часу стало ясно, що планета рухається навколо Сонця по еліптичній (майже коловій) орбіті під дією двох сил: відцентрової $F_{\text{в}}$ і певної доцентрової сили $F_{\text{д}}$, залежність якої від відстані ще була невідома.

Однак уже в 1645 р. французький учений Ісмаїл Буйо стверджував, що сила, яка діє на планету і спрямована до центра світу, змінюється обернено квадрату відстані. У 1666 р. італійський математик Джованні Бореллі визначив, що на планету, крім сили притягання, діє ще й відцентрова сила, значення якої зумовлене швидкістю руху планети. Ряд важливих думок про закономірність руху планет висловив англійський вчений Роберт Гук. Проте ніхто не зауважив, що принаймні для колового руху планети залежність доцентрової сили від відстані можна визначити з третього закону Кеплера (4.4) та співвідношення (6.1).

Справді, якщо T — період обертання планети навколо Сонця, то її колова швидкість $v = 2\pi r/T$. З третього закону Кеплера випливає, що для кожної з планет $T^2/a^3 = \text{const} = A$. Замінивши a на r , знаходимо, що $v^2 = 4\pi^2/Ar$. Оскільки виконується рівність $F_{\text{в}} = F_{\text{д}}$, то з формули (6.1) отримуємо, що $F_{\text{д}} = 4\pi^2 m/Ar^2$ — сила обернено пропорційна квадрату відстані до силового центра — Сонця.

У підсумку Ісаак Ньютон сформулював таку теорему: «Сили, з якими планети постійно відхиляються від прямолінійного руху й утримуються на своїх орбітах, спрямовані до Сонця й обернено пропорційні квадратам відстаней від його центра; усі тіла тяжіють одне до одного... пропорційно кількості матерії кожного з них» («Математичні основи природознавства», 1687 р.). Цей закон всесвітнього тяжіння записують у такому вигляді:

$$F = \frac{GM_1M_2}{r^2}, \quad (6.2)$$

де G — гравітаційна стала, M_1 і M_2 — маси тіл, r — відстань між ними.

Ньютон довів, що сила, яка керує рухом планет, є тією самою силою тяжіння, яка змушує тіла падати на Землю. Припустивши, що ця сила поширюється до орбіти Місяця, Ньютон отримав числове підтвердження ідентичності обох сил. Справді, якщо $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ — прискорення сили тяжіння на поверхні Землі (для $r = R_{\oplus}$), а g_1 — прискорення сили тяжіння на відстані $r = 60R_{\oplus}$, що дорівнює радіусу орбіти Місяця, то, очевидно, $g_1 = g/60^2$ або $g_1 = 0,27 \text{ см/с}^2$.

З іншого боку, неважко обчислити відцентрове прискорення, яке діє на Місяць під час його руху по коловій орбіті з кутовою швидкістю ω ,

$$g_1 = \frac{v^2}{r} = \omega^2 r = \frac{4\pi^2}{T^2} r. \quad (6.3)$$

Підставивши числові значення, отримуємо, що $g_1 = 0,27 \text{ см/с}^2$.

6.2. Задача двох тіл

Задачу про рух двох небесних тіл, що притягують одне одного відповідно до закону всесвітнього тяжіння, прийнято називати задачею двох тіл. Її частковим розв'язком є рівняння Кеплера, оскільки рух по еліптичній траєкторії не є єдино можливим. Залежно від початкових умов (швидкості v_0 у певній точці орбіти r_0) тіло може рухатися по *коловій, еліптичній, параболічній або гіперболічній орбіті*.

Маси тіл M_1 і M_2 можуть, звичайно, бути довільними, а якщо йдеться про дві зорі, що обертаються навколо спільного центра мас, то і сумірними. Розглянемо випадок, коли $M_2 \ll M_1$, тобто коли маса силового центра (Сонця) значно перевищує масу супутника (планети): $m \ll M$. Для спрощення припустимо, що тіло M є нерухомим. Нехай також у початковий момент часу t_0 тіло m займає положення Π на відстані r від центра O маси M (рис. 6.1).

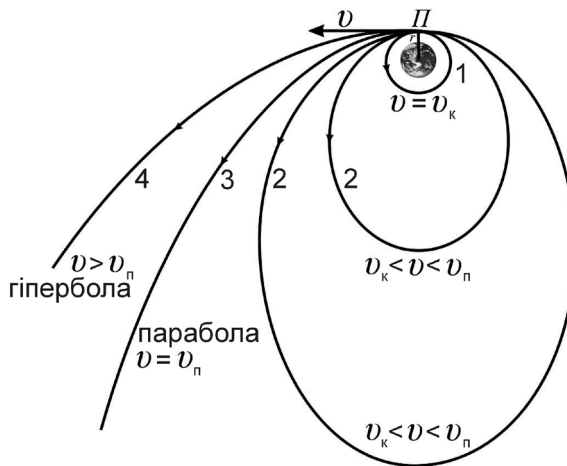


Рис. 6.1. Типи траєкторій у задачі гравітаційної взаємодії двох тіл: 1 — коло; 2 — еліпс; 3 — парабола; 4 — гіпербола

Нагадаємо, що з рівнянь руху, які описують зміщення маси m у полі тяжіння маси M , випливає один із розв'язків, що називають *інтегралом енергії*:

$$\frac{v^2}{2} - \frac{GM}{r} = W, \quad (6.4)$$

де перший доданок — кінетична енергія тіла m , другий — потенціальна енергія, причому в обох випадках енергія подана в розрахунку на одиницю маси; W — повна енергія тіла в розрахунку на одиницю маси. У разі руху

по еліптичній орбіті, внаслідок збереження енергії і моменту імпульсу тіла, існує співвідношення між його повною енергією і великою піввіссю a орбіти:

$$W = -\frac{GM}{2a}. \quad (6.5)$$

Оскільки під час руху тіла m його повна механічна енергія W зберігається, то її можна обчислити для таких положень тіла, де його радіус-вектор і швидкість найпростіше виражаються через параметри еліпса, наприклад, для апоцентру A (у разі руху навколо Сонця — афелію) і перицентру Π (відповідно — перигелію). Для цих положень матимемо

$$\begin{aligned} W_A &= \frac{v_A^2}{2} - \frac{GM}{r_A}, \\ W_\Pi &= \frac{v_\Pi^2}{2} - \frac{GM}{r_\Pi}. \end{aligned} \quad (6.5a)$$

Із закону збереження моменту імпульсу випливає $v_A r_A = v_\Pi r_\Pi$. Прирівнюючи $W_A = W_\Pi$ і, враховуючи, що $r_A = a(1+e)$ та $r_\Pi = a(1-e)$, де e — ексцентриситет орбіти, отримуємо співвідношення (6.5).

Звертаємо увагу, що повна енергія не залежить від ексцентриситету. З іншого боку, велика піввісь орбіти залежить тільки від енергії і не залежить від моменту імпульсу тіла, що рухається.

З (6.4) і (6.5) можна знайти швидкість тіла як функцію маси силового центра, положення тіла на орбіті і значення її великої півосі:

$$v^2 = GM \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right). \quad (6.6)$$

В окремому випадку колової орбіти ($r = a$) маємо вираз для *колової швидкості*:

$$v_k = \sqrt{\frac{GM}{r}}. \quad (6.7)$$

На поверхні космічного тіла радіуса R , тобто коли $r = R$, колову швидкість називають *першою космічною*. Для Землі перша космічна швидкість дорівнює 7,9 км/с.

За $a = \infty$ з формули (6.6) випливає формула для *параболічної швидкості*:

$$v_\Pi = \sqrt{\frac{2GM}{r}}. \quad (6.8)$$

У випадку, коли $r = R$ (тобто на поверхні космічного тіла радіуса R), параболічну швидкість називають *другою космічною*. Цю швидкість іноді називають *швидкістю відриву*, оскільки за такого значення швидкості траєкторія стає незамкненою, тобто тіло перестає бути супутником силового центра і може його покинути назавжди. Для Землі друга космічна швидкість становить 11,2 км/с.

Якщо ж швидкість тіла відносно силового центра $v > v_{\text{п}}$, то воно рухатиметься по гіперболічній орбіті.

6.3. Узагальнений третій закон Кеплера. Визначення мас небесних тіл

Вище було прийнято, що маса силового центра значно більша від маси пробної частинки або тіла ($m \ll M$). У цьому випадку центр інерції системи збігається з центром маси M . Насправді ж центральне тіло M має прискорення $g_M = Gm/r^2$ у напрямку до маси m , тоді як пробна маса — прискорення $g_m = GM/r^2$ у напрямку до маси M . Значення прискорень обернено пропорційно масам: $g_M/g_m = m/M$. Якщо сумістити початок відліку координат з центром маси M , то відносно нього повне прискорення $g = g_M + g_m$. Тому в рівняннях руху та їхніх розв'язках стоїть сума мас $M + m$. Зокрема, третій, узагальнений Ньютоном, закон Кеплера має вигляд:

$$\frac{(M + m_1) T_1^2}{(M + m_2) T_2^2} = \frac{a_1^3}{a_2^3}. \quad (6.9)$$

Нині ми знаємо, що закони Кеплера є наслідками фундаментальних властивостей простору і часу (однорідність простору й часу, ізотропність і тривимірність простору, які спричиняють відомі закони збереження в механіці і вигляд гравітаційного потенціалу).

Співвідношення (6.9) дає змогу визначати маси планет, якщо в них є супутники, маси подвійних зір, якщо відомі періоди їхнього обертання і великі півосі їхніх орбіт. Фактично розв'язком тут є співвідношення (третій узагальнений закон Кеплера не у відносній, як (6.9), а в абсолютній формі):

$$\frac{(M + m) T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G}. \quad (6.10)$$

Знаючи період обертання зір у подвійній системі T та велику піввісь відносної орбіти (коли масивнішу зорю розміщують у фокусі еліпса) a , з (6.10) можна визначити суму мас її компонентів. Проте числове значення сталої гравітації G обчислено лише у 1798 р. Генрі Кавендішем. Ньютон його не знав. Тому масу Землі, Юпітера, Сатурна і Сонця він визначив,

зіставляючи дані про обертання супутників навколо Землі, Юпітера і Сатурна, а також Землі навколо Сонця. Масу Місяця він обчислив за висотою припливних горбів (див. підрозділ 6.7), применшивши її удвічі.

Масу Сонця в одиницях маси Землі M_{\oplus} можна визначити так. Нехай T_{\oplus} і T_{ζ} – зоряний рік і сидеричний місяць; a_{\oplus} і a_{ζ} — відповідно велика піввісь орбіти Землі й орбіти Місяця; M_{\odot} , M_{\oplus} та M_{ζ} — маси Сонця, Землі і Місяця. Записавши рівняння (6.10) спочатку для системи Земля–Сонце, а потім для системи Земля–Місяць, та виключаючи з них праву сталу частину, отримуємо

$$\frac{(M_{\odot} + M_{\oplus})T_{\oplus}^2}{(M_{\oplus} + M_{\zeta})T_{\zeta}^2} = \frac{a_{\oplus}^3}{a_{\zeta}^3}. \quad (6.11)$$

Нехтуючи масою Землі порівняно з масою Сонця та масою Місяця порівняно з масою Землі, знаходимо

$$\frac{M_{\odot}}{M_{\oplus}} = \left(\frac{T_{\zeta}}{T_{\oplus}}\right)^2 \left(\frac{a_{\oplus}}{a_{\zeta}}\right)^3. \quad (6.12)$$

Підставляючи $T_{\oplus} = 365,256$ діб, $T_{\zeta} = 27,32$ діб, $a_{\oplus} = 149,6 \cdot 10^6$ км, $a_{\zeta} = 384\,400$ км, дістаємо $M_{\odot} = 332\,958 M_{\oplus}$, або наближено $333\,000 M_{\oplus}$.

Масу Землі обчислюють, зокрема, і за значенням прискорення вільного падіння на її поверхні: $g = GM/R_{\oplus}^2$. За відомого радіуса Землі R_{\oplus} і гравітаційній сталій G знаходимо $M_{\oplus} = 5,98 \cdot 10^{24}$ кг. Тоді $M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{30}$ кг.

До речі, центр маси системи Земля–Місяць розташований на відстані 4635 км від центра Землі.

6.4. Задача трьох і більше тіл

Якщо говорити про планети Сонячної системи, то кожна з них зазнає притягання не лише з боку Сонця, а й з боку інших планет. Найбільшою з них є Юпітер. Його маса у 318 разів більша за масу Землі. Неважко обчислити, що у протистоянні з Сонцем сила притягання, яка діє з боку Юпітера на Землю, у 17 000 разів менша за силу притягання з боку Сонця.

Інакшою є ситуація в системі Земля–Місяць–Сонце, якщо це стосується Місяця. Хоч Місяць обертається навколо Землі, однак, як неважко обчислити, Сонце притягує його удвічі сильніше, ніж Земля ($F_{\odot}/F_{\oplus} = 2,18$). Проте рух Місяця навколо Землі визначає не сила притягання його Сонцем, а різниця сил притягання Сонцем Землі і Місяця. Справді, нехай $g_{\zeta\oplus} = GM_{\oplus}/r_{\zeta\oplus}^2$ і $g_{\zeta\odot} = GM_{\odot}/r_{\zeta\odot}^2$ — прискорення, якого надають Місяцеві відповідно Земля і Сонце; $g_{\oplus\odot} = GM_{\odot}/r_{\oplus\odot}^2$ — прискорення, що його Сонце надає Землі. У момент, коли Місяць перебуває між Землею

і Сонцем і, відповідно, з іншого боку від Землі, його відстань від Сонця $r_{\odot\oplus} = a \pm r_{\oplus\oplus} \approx a$, де a — велика піввісь земної орбіти, а різниця прискорень $g_{\odot\oplus} - g_{\oplus\oplus}$ набуває вигляду

$$\Delta g \approx \frac{2GM_{\odot}r_{\oplus}}{a^3}. \quad (6.13)$$

Звідси випливає

$$\frac{\Delta g}{g_{\oplus\oplus}} \approx \frac{2M_{\odot}}{M_{\oplus}} \left(\frac{r_{\oplus}}{a}\right)^3 \approx \frac{1}{90}. \quad (6.14)$$

Взаємний вплив Землі і Місяця описаний у підрозділі 6.7.

З огляду на чималу кількість ефектів взаємного впливу система Сонце–Земля–Місяць не є типовою у задачі трьох тіл. *Задача трьох тіл* — це проблема з'ясування руху трьох тіл, які взаємно притягуються з силою, обернено пропорційною квадратам відстаней між ними. При цьому звичайно вважають, що маси цих тіл є точковими.

Ще в 1887 р. Генріх Е. Брунс і Анрі Пуанкаре довели, що загальний розв'язок цієї задачі не можна отримати у вигляді певного алгебраїчного виразу. І все ж у 1912 р. фінський математик Карл Зундман знайшов теоретичний розв'язок у вигляді нескінченних рядів, які, однак, збігаються настільки повільно, що для забезпечення потрібної для астрономії точності довелося б узяти $10^{80\,000}$ членів. Тому формули Зундмана поки що практичного значення не мають.

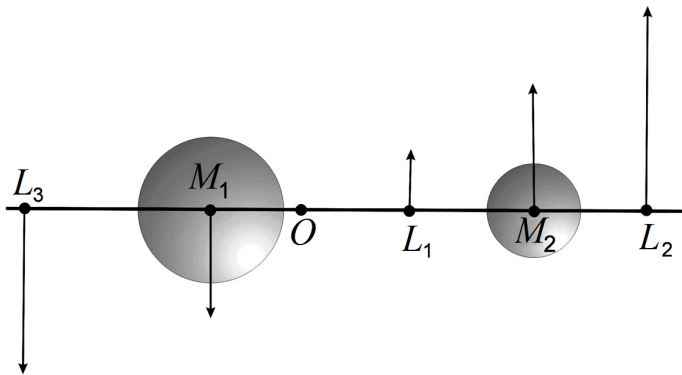


Рис. 6.2. Розв'язок задачі трьох тіл, якщо усі тіла перебувають на одній прямій, причому третє (пробна частинка) — в одній з трьох колінарних точок лібрації L_1 , L_2 або L_3

Слід зазначити: ще у 1772 р. французький математик Жозеф Луї де Лагранж з'ясував, що у двох випадках задача трьох тіл все ж має точний розв'язок: 1) якщо всі три тіла розташовані на одній прямій, причому третє тіло перебуває в точці L_1 , L_2 або L_3 (рис. 6.2), і 2) якщо всі три тіла утво-

рюють рівносторонній трикутник, причому третє тіло перебуває в точці L_4 або L_5 (рис. 6.3 і 6.4).

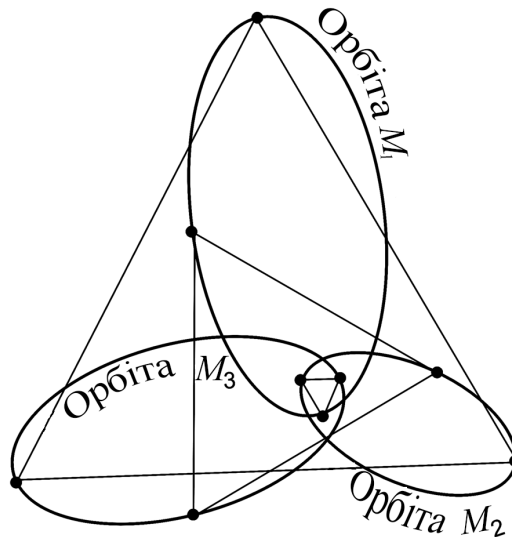


Рис. 6.3. Матеріальні точки M_1 , M_2 і M_3 розташовані у вершинах рівностороннього трикутника, зберігають форму фігури під час взаємного руху по еліптичних орбітах навколо спільного центра мас

Згадані п'ять точок називають *центрами лібрації*, або *точками Лагранжа*. Перші три — *колінеарні*, наступні дві — *тригональні точки лібрації*. У другому випадку, якщо в одну з точок Лагранжа помістити (з певною швидкістю руху!) третє тіло, то всі три тіла M_1 , M_2 і M_3 будуть рухатись в площині, в якій вони перебувають, причому відношення між їхніми взаємними відстанями завжди будуть однаковими. А якщо маса другого тіла не перевищує $0,04M_1$, а масою M_3 можна знехтувати, то під час руху їх навколо спільного центра мас вони цілком зберігають своє розташування одне відносно одного.

Цей останній варіант трапляється в природі, мабуть, досить часто. Наприклад, разом з Юпітером на його орбіті на 60° попереду і на 60° позаду нього навколо Сонця обертаються дві групи невеликих небесних тіл (астероїдів, див. розділ 13.1) — «греки» і «троянці» (рис. 6.4). У 1961 р. польський астроном К. Кордилевський виявив, що разом з Місяцем навколо Землі рухаються дві розріджені пилові хмари. Точки лібрації системи Земля–Місяць показані на рис. 6.5. Якщо a_ζ — велика піввісь місячної орбіти ($a_\zeta = 384\,400$ км), то відстань точки L_1 від Місяця $r_{L_1} = 0,15a_\zeta = 57\,600$ км, відстань точки L_2 від Місяця $r_{L_2} = 0,17a_\zeta = 65\,300$ км, відстань точки L_3 від Землі $r_{L_3} = 0,99a_\zeta = 380\,000$ км. Перебування матеріальної точки m у будь-якій з них можливе лише за умови, що вона має цілком конкретну швидкість. Якщо $v = 1,02$ км/с — середня орбітальна швид-

кість Місяця, то відповідні швидкості третього тіла такі: $v_{L_1} = 0,85v$, $v_{L_2} = 1,17v$ і $v_{L_3} = 0,99v$. Зазначимо, що положення тіла у цих колінеарних точках лібрації нестійке, тоді як у тригональних точках L_4 і L_5 воно є стійким.

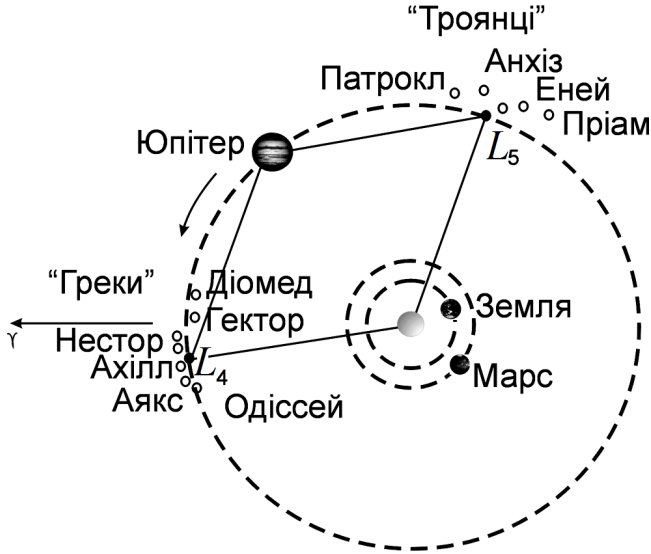


Рис. 6.4. «Греки» і «троянці» в системі Сонце-Юпітер

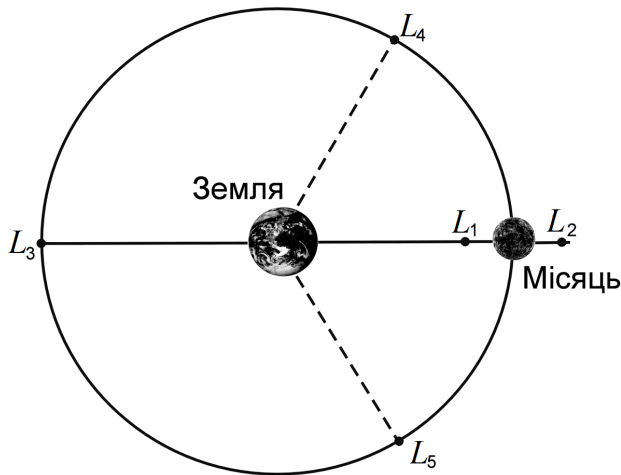


Рис. 6.5. Точки лібрації в системі Земля-Місяць

Під нестійкістю положення розуміють наступне. Система трьох тіл обертається навколо спільного центра мас. Якщо лише швидкість третього тіла за значенням або за напрямком дещо відхиляється від звичайного, то конфігурація порушується. При цьому третє тіло (матеріальна точка m)

зміщується по поверхні однакового потенціалу. Тригональні точки лібрації є точками найменшого (за абсолютним значенням) потенціалу, своєрідною потенціальною ямою, куди й може потрапити матеріальна частинка m .

В процесі збільшення відстані від кожної з мас за певних r_1 та r_2 поверхні однакового потенціалу (відповідно $\varphi_1 = GM_1/r$ і $\varphi_2 = GM_2/r$), що їх можна описати навколо кожної маси, стикаються в точці лібрації L_1 . Створюється деяка спільна поверхня (має вигляд пісочного годинника), яка в перерізі площиною, що проходить через центр мас, нагадує цифру вісім. Точку лібрації L_1 називають *внутрішньою точкою Лагранжа*. Пробна матеріальна частинка m , виведена на цю поверхню біля однієї маси, з відповідною швидкістю $v_{кр}$ пройде через точку L_1 та опиниться у полі тяжіння іншої маси, описуючи «вісімки» як завгодно довго.

Цю спільну еквіпотенціальну поверхню називають *критичною поверхнею Роша*, а охоплений нею простір — *порожниною Роша*. Назва походить від імені французького астронома Едуара А. Роша, який одним з перших дослідив особливості такого руху.

6.5. Поняття про збурений рух. Відкриття нових планет

Рух тіла по еліптичній орбіті навколо силового центра (маси M), що відповідає розв'язкові задачі двох тіл, називають *незбуреним*. Проте, як уже знаємо, рух кожного небесного тіла ускладнюється притяганням інших, сусідніх тіл. У Сонячній системі на кожну з планет гравітаційно діють інші планети, які дещо пришвидшують або сповільнюють її рух навколо Сонця, що призводить до зміни параметрів орбіти кожної планети. Відхилення від руху по еліпсу (параболі чи гіперболі) називають *збуренням*. Збурення ще називають *нерівностями*, а силу, яка це збурення спричиняє, — *збурювальною*, або *пертурбаційною* (від. лат. *perturbatio* — розлад). Отже, можна стверджувати, що в кожний момент часу планета (чи інше тіло) рухається по еліптичній орбіті, однак її параметри — розміри, форма, положення у просторі — безперервно змінюються. Таку орбіту називають *оскулюючою*.

Унаслідок дії збурювальних сил виникають три типи залежності збурень елементів орбіт планет від часу: періодичні, вікові та змішані. За *періодичних збурень* величина конкретного елемента орбіти змінюється з часом то в один, то в інший бік, коливаючись навколо деякого середнього значення. У формулі, якою задають, наприклад, залежність ексцентриситету від часу, періодичні збурення записують у вигляді $\mu^n A_n \sin \omega_n t$ або $\mu^n B_n \cos \omega_n t$, тобто час є під знаком тригонометричної функції. За наявності *вікових збурень* елемент орбіти змінюється увесь час в один і той самий бік, наприклад, збільшується. У формулах ці збурення позначають $a_n t^n$; в наведених формулах A_n , B_n , a_n — сталі; t — час. У загальному випадку, кожен з параметрів орбіти планети записують у вигляді ряду:

$$\Pi = \Pi_0 + \mu\Pi_1(t) + \mu^2\Pi_2(t) + \dots + \mu^n\Pi_n(t) + \dots, \quad (6.15)$$

де μ — маса збурюючої планети, виражена у масах Сонця (для Юпітера $\mu = 0,001$). Якщо планета рухається лише під дією сонячного притягання, то $\mu = 0$. Малі доданки $\mu\Pi_1(t)$ називають збуреннями першого порядку, доданки $\mu^2\Pi_2(t)$ — збуреннями другого порядку і т. д. Згадані вище змішані нерівності мають вигляд $\mu^n C_n t^n \sin \omega_n t$, де C_n і ω_n — сталі. Зокрема, якщо ω_n мале, то період $T_n = 2\pi/\omega_n$ буде надто великим, таке збурення називають *довгоперіодичним*.

Після того, як у 1781 р. В. Гершель відкрив планету Уран, почали досліджувати збурення її орбіти, оскільки з кожним наступним десятиліттям розходження між положенням планети на небі та її наперед обчисленими ефемеридами почало зростати (до 1820 р. Уран випереджував по довготі розрахункові положення на 10", після 1832 р. уже відставав від них на 30"; ця різниця щороку зростала на 6", похибки спостережень у той час не перевищували 7"). Виникло припущення, за яким ці ефекти зумовлені притяганням Урана з боку невідомої планети, що перебуває за орбітою Урана. Незалежно один від одного англійський астроном Джон К. Адамс та французький — Урбен Ж.-Ж. Левер'є провели відповідні обчислення. У вересні 1846 р. німецький астроном Йоганн Г. Галле за даними Левер'є знайшов нову планету, яку було названо Нептун, на кутовій відстані усього 52' від точки, яку вказав Левер'є.

Однак до 1875 р. з'ясували, що повного узгодження спостережень Урана з теорією його руху немає. Виник здогад, що за орбітою Нептуна є ще одна планета, пошук якої фотографічним методом розпочали у 1915 р. Відкрив планету, яку назвали Плутон, американський астроном Клайд У. Томбо у лютому 1930 р. на відстані 6° від наперед обчисленого положення. За 7000 робочих годин Томбо переглянув і зіставив положення на небі понад 90 млн об'єктів.

Неодноразово висловлювалася гіпотеза про існування десятої планети («трансплутонової», яка мала б перебувати ще далі від Сонця). Як виявилось, насправді може йтися про цілу сім'ю невеликих за розмірами об'єктів, названих *плутино* (на початок 2000 р. їх вже було виявлено 40), і що Плутон і плутино складають внутрішню частину другого астероїдного поясу — поясу Койпера. Нині до сімейства плутино відносять близько чверті об'єктів поясу Койпера. Всі вони перебувають в орбітальному резонансі 2:3 з Нептуном.

6.6. Проблема стійкості Сонячної системи

Як тільки виявили збурення планетних орбіт, виникло питання: наскільки є стійкою планетна система в цілому, тобто чи завжди збурення елементів орбіти будь-якої планети будуть малими, чи не нагромадяться

вони з часом так, що це могло б призвести до виходу планети з системи або, навпаки, її падіння на Сонце?

Теоретично дослідили ці питання Жозеф Л. Лагранж і П'єр С. Лаплас. З їхніх обчислень випливало, що більшість збурень елементів планетних орбіт мають періодичний характер, зокрема це стосується величини півосей та ексцентриситетів їхніх орбіт. Лише довготи вузлів і довготи перигеліїв мають вікові збурення (вище це проілюстровано на прикладі орбіти Місяця та її площини). Завдяки взаємодії планет можуть виникати ефекти резонансів. Наприклад, сидеричні періоди обертання Юпітера і Сатурна $T_{\text{Ю}}$ і $T_{\text{С}}$ такі, що виконується співвідношення $5T_{\text{Ю}} \approx 2T_{\text{С}}$ (≈ 59 років). Тому завдяки резонансу виникають великі збурення з періодом близько 900 років. У русі Юпітера відхилення по довготі досягають $21'$, у русі Сатурна — до $49'$. Ці відхилення планет від їхнього руху по еліптичних орбітах зауважив ще Кеплер.

У 1784 р. Лаплас сформулював дві теореми про стійкість планетної системи. Перша з них така: *якщо масу кожної планети помножити на квадратний корінь з великої півосі її орбіти і на квадрат ексцентриситету, то сума таких добутків після вилучення періодичних членів є сталою:*

$$m_1 e_1^2 \sqrt{a_1} + m_2 e_2^2 \sqrt{a_2} + \dots + m_n e_n^2 \sqrt{a_n} = \text{const.} \quad (6.16)$$

Друга теорема: *якщо масу кожної планети помножити на квадратний корінь з великої півосі її орбіти і на квадрат тангенса нахилу площини орбіти до площини екліптики, то сума цих добутків для всіх планет після вилучення періодичних нерівностей є сталою:*

$$m_1 \text{tg}^2 i_1 \sqrt{a_1} + m_2 \text{tg}^2 i_2 \sqrt{a_2} + \dots + m_n \text{tg}^2 i_n \sqrt{a_n} = \text{const.} \quad (6.17)$$

Звідси випливає наступне: якщо ексцентриситет однієї орбіти збільшиться, то ексцентриситет іншої має зменшуватися. Це стосується і величини нахилу i .

Питання про стійкість планетної системи неодноразово переглядалося. Повного розв'язку цієї проблеми немає, однак імовірність стійкості, як прийнято вважати, надто висока. Що ж стосується конкретно змін параметрів орбіти Землі, то в масштабах сотень тис. років вони мають чітко окреслені межі (рис. 6.6).

6.7. Система Земля–Місяць: припливні ефекти

Вище (див. підрозділ 1.12) описано явище прецесії — зміщення точки весняного рівнодення Υ назустріч видимому річному рухові Сонця по екліптиці. Ньютон з'ясував, що причиною цього явища є відхилення

форми Землі від сферичної. Землю можна розглядати як кулю, до якої у вигляді кільця додано деяку масу (рис. 6.7). Цей екваторіальний шар нахилений до площини екліптики під кутом $23,5^\circ$. Задачу про положення осі добового обертання Землі у просторі можна розглядати так. Якби Земля мала форму кулі, то сумарний момент усіх сил, що діють з боку Місяця на кожен елемент її маси, практично дорівнював би нулю. Тому й вісь її добового обертання не змінювала б свого положення у просторі. Наявність же додаткового приекваторіального шару речовини призводить до появи пари сил (з точками прикладання їх відповідно Q і Q'), завдяки чому вісь обертання Землі описує конус. Аналогічна пара сил виникає внаслідок дії сонячного притягання. Тому в загальному ефекту прецесії ($50''$) $34''$ зумовлено впливом з боку Місяця і $16''$ — Сонця.

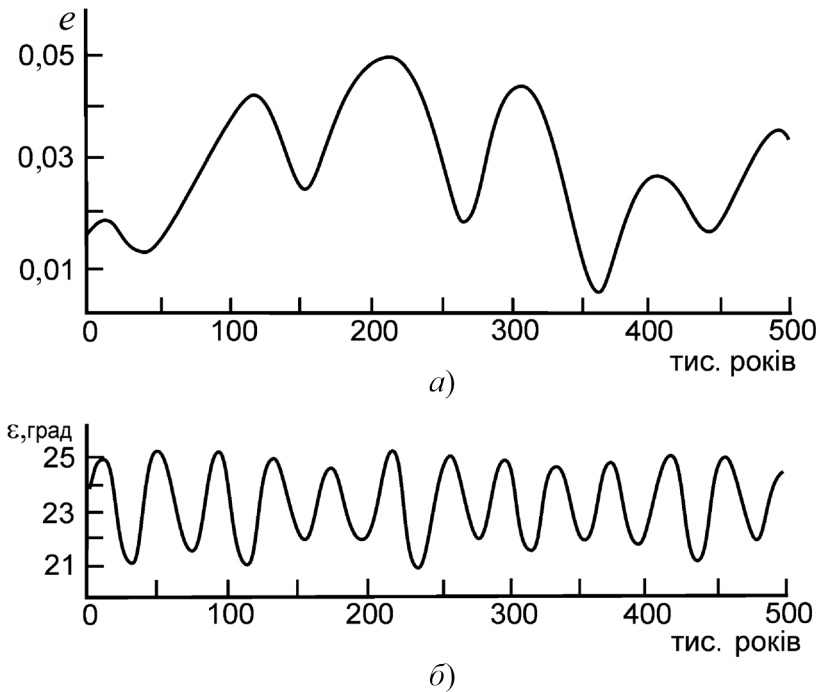


Рис. 6.6. Зміна з часом ексцентриситету (а) і нахилу земної орбіти відносно екватора (б); $t = 0$ відповідає 1850 р.

Здавня помічено, що двічі на добу, точніше через кожні 12 год 26 хв, рівень води в океані піднімається, а через 6 год 13 хв після кожного підйому спадає. Тобто вода біля берега то прибуває (настає приплив), то поступово спадає (відплив). У затоці Фанді на східній межі між Канадою і США коливання рівня води досягають 18 м. Найбільші припливи в Європі відбуваються поблизу міст Мон-Сен-Мішель і Сен-Мало у Франції, де їх висота

(різниця між найвищим і найнижчим рівнями води) сягає 14 м.

Існує легенда, за якою Аристотель, не зумівши з'ясувати причини цих явищ, кинувся зі скелі у море. Однак уже Василій Великий (IV ст. н. е.) правильно пояснив припливи і відпливи дією Місяця. Галілей намагався дати інше пояснення (він уважав, що це результат складання добового обертання Землі з її рухом навколо Сонця, так що горби спрямовані завжди у напрямку цього руху і відповідно в зворотний бік). Повністю пояснив явище припливів Ньютон.

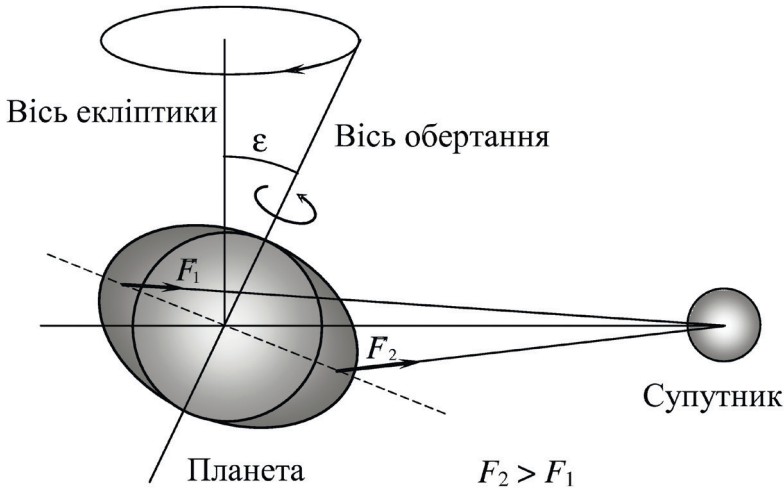


Рис. 6.7. Пояснення прецесії

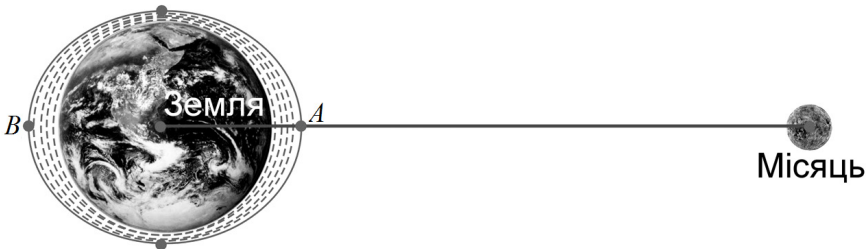


Рис. 6.8. Утворення припливних горбів у точках A і B на поверхні Землі внаслідок притягання Місяцем. Для спрощення прийнято, що вся поверхня Землі вкрита океаном

На зв'язок припливів і відпливів з Місяцем вказує те, що повторення цих явищ відбувається через такий самий інтервал часу, через який відбуваються кульмінації Місяця. Як знаємо, кожної наступної доби у верхній кульмінації Місяць у середньому буває через 24 год 52 хв після попередньої. Зрозумілим є і механізм формування припливних горбів: частинки води в точці A , найближчі до Місяця, притягуються ним сильніше, ніж

центр Землі, а він, у свою чергу, — сильніше, ніж частинки води в точці B (рис. 6.8). Тому одночасно на Землі виникає два припливні горби. Натомість у точках, зміщених на 90° відносно A , B буде відплив. Унаслідок обертання Землі припливні горби в кожний наступний момент формуються вже в нових пунктах її поверхні.

Проте з огляду на складну форму морського дна, тертя води об дно берега, в'язкість, інерцію та інтерференцію хвиль, що виникають, момент найвищої води в окремому пункті не збігається зі спостережуваним тут моментом проходження Місяця через небесний меридіан. Це запізнення припливу буває різним у різних місцях (зокрема в портах) і в різні пори року. Його називають *прикладною годиною* цього пункту (порту). У кожному порту є розклад моментів високої води, його враховують у навігації.

Там, де є для цього сприятливі умови, будують припливні електростанції. У моменти високої води вона заповнює штучні басейни, звідки після певного перепаду рівнів повертається назад у Світовий океан, однак уже через турбіни електростанції. Щоправда, оскільки кожного наступного дня приплив запізнюється, то використати це явище для отримання електроенергії у потрібний час (скажімо, під час присмерків, на початок робочого дня) можна не завжди. Тому явище припливу й одну з ланок електростанції використовують для того, щоб заповнювати ще один резервуар, розташований вище, подавати воду з якого в турбіну можна за потреби.

У свою чергу, Земля спричиняє припливні явища в тілі Місяця. Це призвело, по-перше, до того, що Місяць має форму, злегка витягнуту в бік Землі, і, по-друге, його обертання навколо власної осі сповільнилося. Тому він тепер повернутий до Землі одним і тим самим боком.

Як виявив Едуар Рош, якщо супутник перебуває на відстані від планети, меншій від певної межі (*межі Роша*), то припливна сила може призвести до його руйнування. За однакової густини планети та її супутника межа Роша становить $2,5R_p$, де R_p — радіус планети. Однак сказане стосується передусім газоподібного або рідкого супутника. Руйнування твердого об'єкта настає лише у випадку, якщо його розміри перевищують певне значення. Наприклад, близький твердий супутник був би розірваний притяганням Юпітера, якби діаметр супутника перевищував 400 км.

Цікаво, що для Сатурна межа Роша становить 148 000 км, а радіус краю його зовнішнього кільця — 140 000 км. Отже, усі кільця перебувають всередині межі Роша. Тут, однак, можна вважати, що кільця не є наслідком руйнування гіпотетичного супутника, а, навпаки, припливні сили перешкодили речовині кілець сконденсуватися в один або кілька супутників. До того ж три з відкритих у 1980 р. невеличких супутників Сатурна рухаються навколо нього всередині кілець (їхні середні відстані від планети 136,7, 139,4 і 141,7 тис. км).

Розділ 7

ЕЛЕМЕНТИ КОСМОНАВТИКИ

7.1. Космічні швидкості

Із запуском 4 жовтня 1957 р. в СРСР першого штучного супутника Землі (ШСЗ) розпочалася нова ера в історії людства — ера досліджень небесних тіл за допомогою космічних зондів, прямої їх посадки на Місяць та планети, спостережень, що їх проводять космонавти з борту орбітальних кораблів. Зокрема, 12 астронавтів США у 1969–1972 рр. побували на поверхні Місяця і доставили на Землю загалом 400 кг місячного ґрунту.

Штучні супутники Землі, як і автоматичні міжпланетні станції (АМС), під час руху підлягають дії тих самих законів, що й природні небесні тіла. Зокрема, якщо нехтувати впливом інших небесних тіл, то для ШСЗ можна застосовувати розв'язки задачі двох тіл, рух ШСЗ можна описувати за допомогою законів Кеплера. Орбіту ШСЗ та її орієнтацію в просторі характеризують ті ж шість параметрів. Прийнято, однак, задавати кут нахилу і площини орбіти ШСЗ не до площини екліптики, а до площини земного екватора. Виводять ШСЗ на ту чи іншу орбіту за допомогою *багатоступеневої ракети* (див. підрозділ 7.2).

Одним із основних у космонавтиці є поняття про першу космічну швидкість, яку визначають за формулою (6.7). Якщо R і H — відповідно радіус Землі і відстань ШСЗ до її поверхні, то формулу (6.7) можна записати:

$$v_k = \sqrt{\frac{GM}{R+H}} = 7,91 \sqrt{\frac{R}{R+H}} \text{ (км/с)}. \quad (7.1)$$

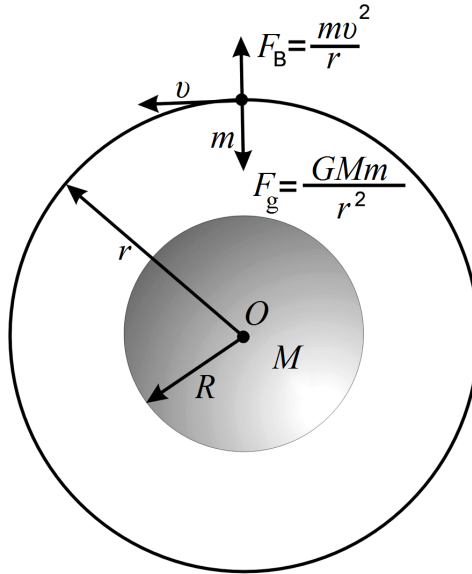


Рис. 7.1. Зіставлення відцентрової сили F_B і сили тяжіння F_g , з якого випливає формула для колової або першої космічної швидкості тіла маси m

Отже, для виведення ШСЗ на стійку орбіту його потрібно підняти за межі густих шарів земної атмосфери (на висоту $H \geq 200$ км) і надати йому горизонтальну швидкість $v \geq v_k$. За $v > v_k$ супутник рухається по еліптичній орбіті, найближчу точку якої до Землі називають *перигеєм*, найдальшу — *апогеєм*.

Якщо a — велика піввісь орбіти ШСЗ (його середня відстань від центра Землі), то неважко знайти час T , за який супутник, рухаючись зі швидкістю v_k , проходить шлях $2\pi a$:

$$T = \frac{2\pi a}{v_k} = 84,4 \left(\frac{R+H}{R} \right)^{\frac{3}{2}} \text{ (хв)}. \quad (7.2)$$

Наприклад, за $H = 200$ км $T = 88$ хв 25 с, за $H = 500$ км $T = 94$ хв 52 с (див. табл. 7.1). Якщо ж висота супутника над поверхнею Землі дорівнює 35 800 км, то його період обертання становить 23 год 56 хв 04 с. За такий самий час Земля здійснює повний оберт навколо своєї осі відносно зір. Тому, якщо орбіта супутника лежить у площині земного екватора, то він, обертаючись навколо Землі з тією самою кутовою швидкістю 15° за годину, як і Земля, увесь час перебуватиме «нерухомо» над певною точкою її поверхні. Таку орбіту називають *геостационарною*.

Аналіз показує, що штучний супутник буде обертатися навколо Землі, навіть перебуваючи на відстанях до 1,5 млн км від неї, тобто радіус його орбіти може майже в чотири рази перевищувати відстань від Землі до Місяця.

Таблиця 7.1

Параметри колових орбіт штучного супутника Землі

Період T , хв	Висота H , км	Колова швидкість v_k , км/с	Зміщення по довготі за виток ψ , град.	Кількість витків за добу n	Випереджен- ня (–) або запізнення (+) за добу Δt , хв	Зміщення по довготі за добу Δl , град.
88	173	7,83	22,1	16,36	–32	–7,0
89	220	7,80	22,3	16,18	–16	–3,0
90	271	7,77	22,6	16,00	0	+1,0
91	320	7,74	22,8	15,82	+16	+5,0
92	368	7,71	23,1	15,65	+32	+9,0
94	466	7,65	23,6	15,52	–30	–6,5
96	562	7,59	24,1	15,00	0	+1,0
100	754	7,48	25,1	14,40	–40	–9,0
106	1036	7,33	26,6	13,48	+44	+12,0
112	1308	7,20	28,1	12,86	+16	+5,0
120	1674	7,04	30,1	12,00	0	+1,0

Примітка. Зміщення траєкторії ШСЗ за добу по довготі Δl обчислено без урахування повороту площини орбіти ШСЗ, зумовленого сплюснутістю Землі.

За більших розмірів великої півосі орбіти збурення з боку Сонця призводять або до переходу ШСЗ на орбіту з меншою відстанню до Землі, або ж він стає штучною планетою, яка обертається навколо Сонця. Сферу навколо планети, усередині якої супутник може перебувати у стані орбітального руху як завгодно довго, незважаючи на збурення з боку Сонця, називають *сферою Хілла*. Радіус сфери Хілла Землі відносно Сонця дорівнює 1,5 млн км.

Як вже було сказано у розділі 6, існує також поняття другої космічної швидкості — швидкості, яку слід надати тілу маси m , щоб воно переборолو силу тяжіння центрального тіла маси M . Зіставлення формул (6.7) і (6.8) показує, що $v_n = \sqrt{2}v_k$. Оцінити другу космічну (параболічну) швидкість можна з таких міркувань. Пробну частинку m , що перебуває на поверхні кулі радіуса R і маси M , потрібно кинути вгору з такою швидкістю v_n , щоб ця частинка переборолу силу тяжіння, тобто щоб її кінетична енергія дорівнювала потенціальній енергії $W_n = GMm/R$ або перевищувала її (рис. 7.2). Прирівнявши ці вирази, знаходимо наведену вище формулу (6.8) для другої космічної швидкості. Підставивши в

неї $M = M_{\oplus}$ та $R = R_{\oplus}$, обчислюємо, що для виходу за межі гравітаційного впливу Землі тіло має мати мінімальну швидкість $v_{\Pi} = 11,2$ км/с.

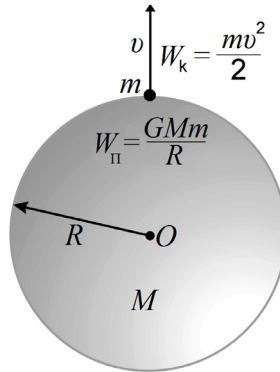


Рис. 7.2. Зіставлення потенціальної енергії W_{Π} маси m та її кінетичної енергії W_k , з якого випливає формула для другої космічної швидкості.

Співвідношення $v_{\Pi} = \sqrt{2}v_k$ можна використати для оцінки швидкості, потрібної для подолання сонячного тяжіння і виходу космічного зонда у міжзоряний простір. За допомогою формули (6.7) знаходимо, що колова швидкість Землі на її навколосонячній орбіті $v_k = 29,8$ км/с. Тоді параболічна швидкість відносно Сонця на відстані Землі від нього $v_{\Pi} = \sqrt{2} \times 29,8$ км/с = 42,1 км/с. Отже, для виходу зонда зі сфери притягання Землі його швидкість має перевищувати швидкість руху Землі по її орбіті на значення додаткової швидкості (якщо запуск здійснюється у напрямку руху Землі) $v_{\text{дод}} = (42,1 - 29,8)$ км/с = 12,3 км/с.

Оскільки зонд запускають з поверхні Землі, то для визначення його стартової швидкості $v_{\text{ст}}$ (стартової кінетичної енергії $W_{\text{ст}} = mv_{\text{ст}}^2/2$) знаходять кінетичну енергію $W_{\Pi} = mv_{\Pi}^2/2$, потрібну для виведення зонда за межі земного притягання, і кінетичну енергію $W_{\text{дод}} = mv_{\text{дод}}^2/2$, завдяки якій зонд виходить за межі притягання Сонця. Так отримують формулу для *третьої космічної швидкості* відносно Землі

$$v_{\text{ст}} = v_{\text{III}} = \sqrt{v_{\Pi}^2 + v_{\text{дод}}^2}. \quad (7.3)$$

За вказаних вище значеннях швидкостей v_{Π} і $v_{\text{дод}}$ обчислюємо, що $v_{\text{III}} = \sqrt{(11,2)^2 + (12,3)^2}$ км/с = 16,6 км/с.

У разі запуску зонда під кутом до площини екліптики реальне значення швидкості зростає. Для запуску зонда назустріч руху Землі йому слід надати стартову швидкість 72,8 км/с.

На практиці потрібно враховувати добове обертання Землі. При цьому лінійна швидкість точки запуску залежить від географічної широти. Максимальна швидкість обертання Землі, звісно, на екваторі і становить 0,46 км/с.

7.2. Елементи практичної космонавтики

Основоположником космонавтики — науки про методи і засоби польотів людини у навколишній міжпланетний простір — вважають російського вченого Костянтина Едуардовича Ціолковського, який розробив загальну теорію польоту у космічний простір за допомогою багатоступневих ракет. Згодом вагомими внесками в цю галузь науки здійснили і наші співвітчизники Юрій Васильович Кондратюк, Валентин Петрович Глушко та Сергій Павлович Корольов. Перший розробив ряд конкретних схем таких ракет і запропонував оптимальну схему польоту до Місяця, Корольов та Глушко були конструкторами перших космічних кораблів.

Доцільно нагадати, що в основі розрахунків космічного польоту є рівняння руху тіла змінної маси:

$$\frac{d(mv)}{dt} = (v-u) \frac{dm}{dt}, \quad (7.4)$$

де m — маса ракети; v — її швидкість; u — швидкість вилітання продуктів згоряння із сопла ракети; t — час. Рівняння зводять до вигляду:

$$m \frac{dv}{dt} = -u \frac{dm}{dt}, \quad (7.5)$$

а його розв'язок названо *формулою Ціолковського*:

$$v = u \ln z, \quad (7.6)$$

де $z = M_{\text{ст}} / M_{\text{к}}$ — число Ціолковського — відношення початкової (стартової) маси ракети $M_{\text{ст}}$ до кінцевої $M_{\text{к}}$. $M_{\text{ст}}$ — це маса самої ракети, пального і корисного вантажу $M_{\text{в}}$, $M_{\text{к}}$ — маса ракети і корисного вантажу $M_{\text{в}}$. Введені ще такі дві характеристики: $M_{\text{ст}} / M_{\text{в}} = p$ — відношення стартової маси ракети з паливом і корисним вантажем до маси корисного вантажу, а також технічну характеристику ракети s , що є відношенням маси ракети з паливом до маси ракети без пального. Ці параметри задовольняють наступному рівнянню:

$$p = z \frac{s-1}{s-z} \quad (7.7)$$

Не аналізуючи реальні ракетні системи, зазначимо, що сучасне ракетне паливо дає швидкість витоку газів із сопла ракети $u \approx 2,5$ км/с, максимальне число Ціолковського $z \approx 6$, для сучасних ракет $s \leq 10$ і в середньому можна прийняти $s \approx 5$. Тому й максимально можлива швидкість (7.6) одноступеневої ракети $v \leq 4$ км/с. Звідси й потреба у багатоступневих ракетах. Якщо кількість ступенів ракети n , то формула Ціолковського і співвідношення між характеристиками окремих ступенів p_i , z_i , s_i та u_i такі:

$$v = \sum_{i=1}^n u_i \ln z_i = u \ln Z, \quad (7.8)$$

$$Z = \prod_{i=1}^n z_i, \quad P = \prod_{i=1}^n p_i; \quad (7.9)$$

а якщо всі p_i , z_i і s_i однакові, то $Z = z^n$, $P = p^n$, так що

$$P = Z \left(\frac{s-1}{s - \sqrt[n]{Z}} \right)^n. \quad (7.10)$$

З формули Ціолковського випливає, що

$$Z = e^{v/u}. \quad (7.11)$$

Тому співвідношення для оцінки повної відносної маси (відношення повної стартової маси ракети до корисного вантажу, який вийшов на орбіту) таке:

$$P = e^{v/u} \left(\frac{s-1}{s - e^{v/nu}} \right)^n. \quad (7.12)$$

Ця формула і дає змогу наближено оцінити стартову масу $M_{\text{ст}}$ ракети за заданої маси корисного вантажу $M_{\text{в}}$ і кількості ступенів n .

У наведених тут формулах v — певна характеристична швидкість, яку надалі позначимо v_x . Для її обчислення враховують, передусім, роботу виведення супутника на висоту $H = r - R$ (R — радіус Землі), що відповідає різниці потенціальних енергій:

$$A_H = M_{\text{в}} (g_0 R - gr) = M_{\text{в}} g_0 R \left(1 - \frac{R}{r} \right), \quad (7.13)$$

де g — прискорення вільного падіння. Цю роботу можна визначити через кінетичну енергію так, що

$$A_H = \frac{M_{\text{в}} v_H^2}{2}; \quad v_H^2 = 2g_0 R \left(1 - \frac{R}{r} \right). \quad (7.14)$$

Далі, слід врахувати роботу $A_{\text{к}} = M_{\text{в}} v_{\text{к}}^2 / 2$, витрачену для надання супутнику колової швидкості $v_{\text{к}}$. Тому $v_x = \sqrt{v_H^2 + v_{\text{к}}^2}$, або $v_x = \sqrt{2g_0 R (1 - R/r) + g_0 R^2 / r} = v_{\text{II}} \sqrt{1 - R/2r}$, де $v_{\text{II}} = 11,2$ км/с — друга космічна швидкість, а це якраз і є узагальненням формул (6.7) і (6.8).

Проте насправді витрати енергії у разі виведення супутника на орбіту дещо більші (приблизно на 10%), оскільки в процесі підйому ракети їй доводиться переборювати опір повітря та змінювати напрямок руху.

Прийнявши, що $v = 9$ км/с, $u = 2,4$ км/с, $n = 4$, $s = 4,7$ для всіх ступенів, знайдемо $Z = 42,5$, $P = 372$. Отже, якщо на орбіту супутника виводиться корисний вантаж $M_B = 300$ кг чотириступеневою ракетою, то стартова маса ракети $M_{ст} = 0,3 \times 372 \text{ т} = 112 \text{ т}$.

Заслуговує на увагу точність запуску ракет під час виведення на орбіту супутників та автоматичних міжпланетних станцій. У першому випадку похибки у швидкості не можуть перевищувати 10 м/с, а в куті між вектором швидкості і радіус-вектором — $\pm 25'$. У разі запуску ракети в бік Місяця похибка відповідно кілька метрів за секунду у швидкості, а в куті — $\pm 6'$. Тому часто здійснюють проміжну корекцію орбіти апарата, його маневрування в космічному просторі.

7.3. Умови видимості штучного супутника Землі

Важливою характеристикою орбіти супутника, що визначає умови його перебування над горизонтом спостерігача, є кут i нахилу орбіти до площини земного екватора (рис. 7.3). У той час, коли супутник рухається по орбіті, Земля «під ним» безупинно обертається навколо своєї осі. На поверхні планети можна накреслити проекцію траєкторії супутника — місце точок, в яких спостерігач має можливість у певний момент бачити його у зеніті (рис. 7.4).



Рис. 7.3. Схема орбіти штучного супутника Землі, запущеного під кутом $i = 65^\circ$ до площини земного екватора

Слід зважати і на такі дві обставини. У зв'язку з видимим рухом Сонця по екліптиці приблизно на 1° за добу Земля відносно зір за згаданий проміжок часу повертається на 361° . За 1 хв Земля повернеться на кут

361/1440 (у добі 1440 хв), а за період обертання супутника T — на кут $\psi = 0,25^\circ T$. Зокрема, за $T = 89$ хв $\psi = 22,3^\circ$, за $T = 92$ хв $\psi = 23,1^\circ$. Крім того, оскільки Земля не є кулею, а дещо сплюснута біля полюсів, то за рахунок припливного ефекту за кожен оберт супутника площина його орбіти повертається назустріч рухові супутника на кут $\omega = -0,6^\circ \left(\frac{R}{R+H}\right)^2 \cos i$.

Отже, у цілому за один оберт Земля відносно площини руху супутника повернеться на кут $\Phi \cong 0,25^\circ T - \omega$. На стільки ж зміститься на захід проекція траєкторії супутника на поверхню Землі.

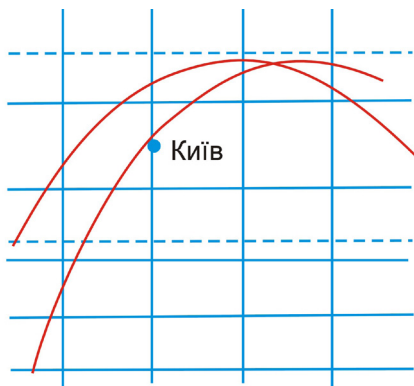


Рис. 7.4. Проекції траєкторії супутника на земну поверхню, якщо $i = 65^\circ$

Нехай далі φ — географічна широта спостерігача. Очевидно, що за $\varphi < i$ супутник проходить поблизу спостерігача, рухаючись у напрямку з південного заходу на північний схід (так званий *висхідний виток*), або ж з північного заходу на південний схід (*низхідний виток*), перетинаючи напрямок меридіана спостерігача під кутом $q = \arcsin(\cos i \sec \varphi)$ (рис. 7.5). Якщо, припустимо, $\varphi = 49^\circ$, $i = 65^\circ$, то $q = 40^\circ$, за $i = 52^\circ$ для того ж спостерігача $q = 70^\circ$. У разі $\varphi > i$ спостерігач бачить супутник лише у південній частині неба.

Період обертання супутника здебільшого буває несумірним з тривалістю доби. Наприклад, якщо $T = 89$ хв, то $1440:89 = 16,14$. Тобто супутник здійснює повних 16 обертів (витків) на орбіті за проміжок часу $89 \times 16 = 1424$ хв і з'являється над горизонтом на $\Delta t = 1440 - 1424 = 16$ хв раніше, ніж це було попереднього дня. Наступний, 17-й виток буде західний. Проекція першого з них зміщена на схід на кут $\Delta l = 361^\circ - 16\Phi$, другого — на захід на кут $\Delta l = 17\Phi - 361^\circ$.

Тому для передбачень появи супутника над горизонтом слід підібрати найближчий східний і західний витки (n_0 та $n_0 + 1$), обчислити поправки Δt і Δl та додати їх до відпо-

відних значень моменту проходження і довготи проекцій орбіти ШСЗ на паралель спостерігача, тобто до t_0 і l_0 :

$$t = t_0 + \Delta t; \quad l = l_0 + \Delta l. \quad (7.15)$$

Поправки Δt і Δl доцільно обчислити для цілого набору періодів T за формулами:

— для східного витка

$$\begin{aligned} \Delta t &= Tn_0 - 1440 \text{ хв}; \\ \Delta l &= (0,25^\circ T + \omega)n_0 - 361^\circ; \end{aligned} \quad (7.16)$$

— для західного витка

$$\begin{aligned} \Delta t &= T(n_0 + 1) - 1440 \text{ хв}; \\ \Delta l &= (0,25^\circ T - \omega)(n_0 + 1) - 361^\circ, \end{aligned} \quad (7.17)$$

і зобразити їх графічно (рис. 7.6).

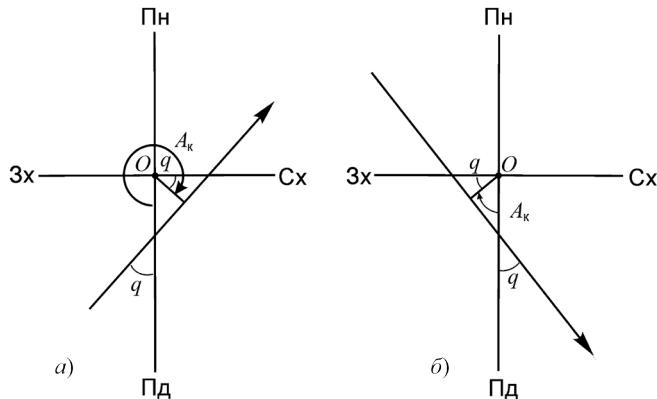


Рис. 7.5. Проекція висхідного (а) і низхідного (б) витків на поверхню Землі. O — положення спостерігача; A_k — азимут точки найкоротшої відстані до супутника

Знаючи висоту ШСЗ H над поверхнею Землі, неважко визначити його очікувану висоту над горизонтом у меридіані та в напрямку найкоротшої відстані до нього h_m і h_k . Азимут найкоротшої відстані знаходимо за формулами $A_k = 90^\circ + q$ або $A_k = 270^\circ + q$ для висхідного і $A_k = 90^\circ - q$ або $A_k = 270^\circ - q$ для низхідного витків. Відповідні формули запишемо як:

$$h_m = \operatorname{arctg} \left[\frac{360^\circ H}{2\pi R l \cos \varphi} \right] \operatorname{tg} q, \quad (7.18)$$

$$h_k = \operatorname{arctg} \left[\frac{360^\circ H}{2\pi R l \cos \varphi \cos q} \right],$$

де l — відносна довгота підсупутникової точки на паралелі спостерігача (її слід для конкретності вважати від'ємною, якщо ШСЗ проходить на схід від спостерігача). Її визначають за наведеними тут формулами для кожного проходження; R — радіус Землі. Ці формули придатні, якщо $H < R[\sec(i - \varphi) - 1]$. Результати відповідних обчислень можна навести у вигляді таблиць або графічно (рис. 7.7).

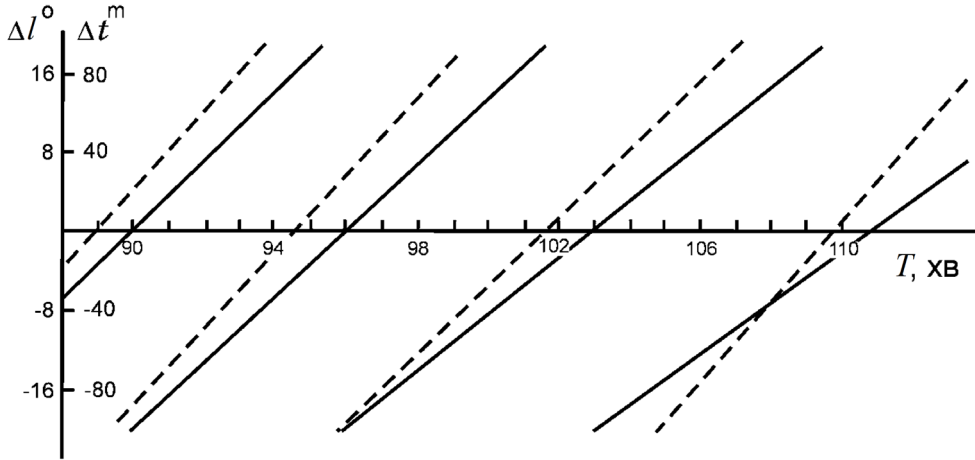


Рис. 7.6. Графік поправок Δt (суцільна лінія) і Δl (штрихова) для обчислення моментів і місця проходження ШСЗ, якщо $i = 52^\circ$

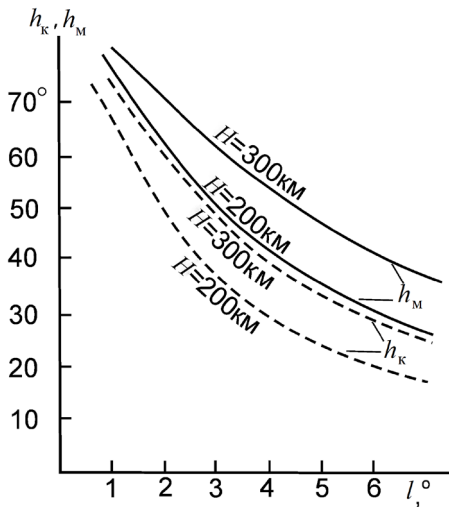


Рис. 7.7. Значення висоти ШСЗ у меридіані h_m (суцільна лінія) і найкоротшої відстані h_k (штрихова), якщо $i = 65^\circ$, в залежності від кутової відстані l підсупутникової точки від спостерігача для $H = 200$ і 300 км, $\varphi = 49^\circ$

7.4. Польоти космічних апаратів до Місяця і планет

Як відомо, Місяць перебуває глибоко у сфері притягання Землі. Тому тут можливі різні варіанти траєкторій польоту. Перші два послані до Місяця апарати (запущені 2 січня та 12 вересня 1959 р.) рухалися по гіперболічних геоцентричних орбітах, перший апарат через 34 год після старту пройшов на відстані близько 6000 км від Місяця, другий через 39 год досягнув його поверхні.

Кілька десятків космічних апаратів уже запущено в бік Місяця. Одні з них виходили на орбіту супутника Місяця, інші облітали його з поверненням на Землю. За допомогою ракети «Сатурн-5» у США виконано програму «Аполлон», за якою 12 астронавтів побували на поверхні Місяця. Зазначимо, що стартова маса цієї ракети становила 2950 т, маса її першого ступеня — 2280 т (маса пального — 2149 т), другого — 485 т (пального — 444 т), третього — 122 т (107 т пального). Маса корисного вантажу корабля «Аполлон» 49,8 т. Висота ракети на старті 111 м.

Першу автоматичну міжпланетну станцію спрямовано в бік Венери в СРСР у 1961 р., у бік Марса — у 1962 р. Найменші енергетичні зусилля потрібні у разі запуску АМС по напівеліптичній траєкторії, яку називають *гоманівською* (за іменем німецького вченого Вальтера Гомана, який запропонував її у 1925 р.), або *котангенціальною*. Друга назва говорить про те, що орбіти АМС і планети-цілі дотикаються, причому це відбувається в точці, протилежній до положення Землі відносно Сонця (рис. 7.8). У цьому випадку значення великої півосі орбіти АМС дорівнює $a_A = (a_T + a_P)/2$, де a_T і a_P — відповідно великі півосі орбіти Землі і планети. Тривалість польоту АМС Δt_A визначають з третього закону Кеплера (4.4). Оскільки сидеричний період T_A обертання АМС навколо Сонця по цій орбіті

дорівнював би $T_A = \sqrt{a_A^3}$ (де a_A — в астрономічних одиницях), то $\Delta t_A = T_A/2$ років (цю величину, зрештою, зручніше вимірювати у добах N_A).

Зокрема, у разі запуску АМС до Венери $a_A = (1,00 + 0,72)/2 = 0,86$ а. о., $T_A = 0,797$ років, так що $\Delta t_V = 0,399$ років або $N_V = 146$ діб. Для польоту АМС до Марса $a_A = 1,26$ а. о., $T_A = 1,418$ років, $\Delta t_M = 0,709$ років і $N_M = 259$ діб.

З'ясуємо, яким буде взаємне положення планети і Землі в момент старту АМС та її фінішу за знайденої вище тривалості польоту N_P . Передусім беремо до уваги, що кожна з планет рухається по орбіті з певною кутовою швидкістю $\omega = 360^\circ/T$, де T — її сидеричний період обертання навколо Сонця. Для Венери V , Землі T і Марса M відповідно $\omega_V = 1,6^\circ/\text{добу}$, $\omega_T \approx 1^\circ/\text{добу}$, $\omega_M = 0,52^\circ/\text{добу}$.

Якщо тривалість польоту АМС по гоманівській траєкторії дорівнює N_P діб, то кут між радіус-векторами Землі і внутрішньої планети P у найсприятливіший для старту момент визначають з очевидного співвідношення:

$$\psi = \omega_p N_p - 180^\circ. \quad (7.19)$$

Неважко також визначити взаємне положення внутрішньої планети і Землі в момент фінішу АМС. Оскільки за N_p діб АМС проходить кут 180° , а Земля — $\omega_T N_p$, то за N_p діб планета P випереджає Землю на кут

$$\varphi = 180^\circ - \omega_T N_p. \quad (7.20)$$

Положення планет Венери і Марса в момент старту і фінішу АМС та кути ψ і φ показано на рис. 7.8. Зазначимо, що для зовнішньої планети формули (7.19) і (7.20) слід поміняти місцями з відповідною заміною кутових швидкостей.

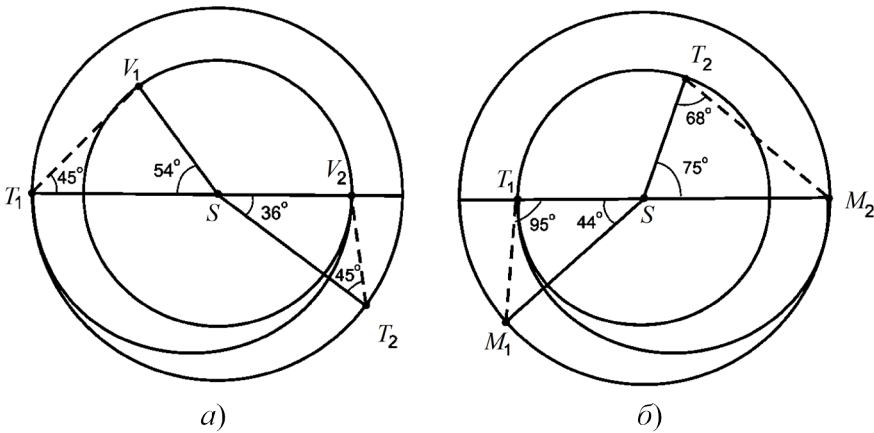


Рис. 7.8. Гоманівські траєкторії польоту автоматичної міжпланетної станції до Венери (а) і Марса (б). Вказано взаємне положення планет і Землі в момент старту («1») і фінішу («2») АМС

У момент старту АМС відстань від Землі до Венери по прямій близько 120 млн км, до Марса — 160 млн км. АМС проходить шлях по гоманівській траєкторії до Венери 350 млн км, до Марса — 500 млн км. Визначити наперед сприятливі дати для старту АМС в бік тієї чи іншої планети можна за допомогою даних про положення планет з астрономічних щорічників. Зокрема для Венери — це момент її найбільшої східної елонгації.

Тривалість очікування умов, сприятливих для повернення з планети назад до Землі, визначають так. Оскільки в задачах кінематики знак часу t можна замінити на протилежний (поміняти місцями початок і кінець явища), то картина польоту АМС від планети до Землі буде дзеркальним відображенням рис. 7.8 (рис. 7.9). Тобто для старту АМС з планети P потрібно, щоб різниця геліоцентричних довгот Землі λ_T і планети λ_P дорівнювала φ_p . Тоді у разі старту з Венери Земля у своєму русі навколо Сонця має розташовуватися попереду неї на кут $\varphi_V = 36^\circ$, у разі старту з Марса — позаду нього на кут $\varphi_M = 75^\circ$.

Отже, у випадку експедиції до Венери співвідношення між фінішними значеннями геліоцентричних довгот Венери і Землі $\lambda_V^{(0)} = \lambda_T^{(0)} + 36^\circ$, тоді як у момент старту з Венери $\lambda_V^{(1)} = \lambda_T^{(1)} - 36^\circ$. На момент часу t від якогось вихідного пункту відліку (тут — від прибуття експедиції до планети) довготи планети і Землі визначають через кутові швидкості так:

$$\begin{aligned}\lambda_V &= \lambda_V^{(0)} + \omega_V t - 360^\circ k; \\ \lambda_T &= \lambda_T^{(0)} + \omega_T t - 360^\circ (k - 1).\end{aligned}\quad (7.21)$$

Тут передбачено, що нижня планета зробить на один оберт більше, щоб через певний момент часу t_p довготи планети і Землі мали відповідні значення $\lambda_P^{(1)}$ і $\lambda_T^{(1)}$. При цьому повні цикли по 360° виключаються, оскільки після досягнення довготи 360° її відлік знову починається від 0° .

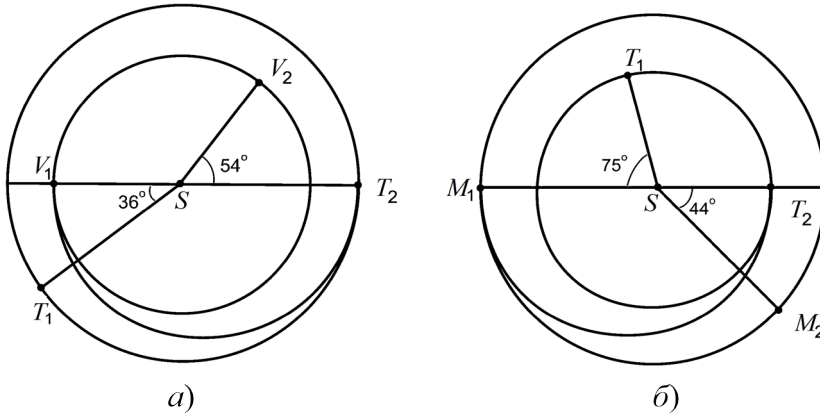


Рис. 7.9. Гоманівські траєкторії для повернення на Землю з Венери і Марса (порів. з рис. 7.8)

Загальна формула для визначення часу очікування на планеті моменту, сприятливого для повернення на Землю, має вигляд:

$$t_p = \frac{360^\circ - 2|\varphi_p|}{|\omega_p - \omega_T|}.\quad (7.22)$$

Тут позначення $||$ вказує на те, що слід узяти модуль числа. Очевидно, повний час експедиції до будь-якої планети від старту до повернення корабля на Землю складається з тривалості польоту до неї Δt_A , тривалості перебування поблизу планети t_p і тривалості польоту по гоманівській траєкторії назад Δt_A , тобто

$$t_{\text{експ}} = 2\Delta t_A + t_p.\quad (7.23)$$

Зокрема, у разі експедиції до Венери $t_V = 480$ діб, до Марса $t_M = 438$ діб. Отже, повний час мандрівки до Венери з поверненням на Землю триватиме близько 770 діб, до Марса — 956 діб.

Очевидно, якщо плани таких експедицій і будуть реалізовані, то не швидше як через 15–20 років. До того часу планети досліджуватимуть за допомогою автоматичних міжпланетних станцій.

7.5. Практичні здобутки космонавтики

Штучні супутники Землі та автоматичні міжпланетні станції, як правило, мають на борту різноманітну наукову апаратуру. Завдяки цьому істотно змінилися і доповнилися наші уявлення про перебіг процесів в атмосферах зір та в міжпланетному і міжзоряному просторі.

Водночас космічні апарати широко використовують для вирішення багатьох практичних проблем, що стоять перед людством сьогодні. Ось кілька прикладів.

Космічне землезнавство. Сучасна апаратура дає змогу виявити такі особливості структури чи стану, які не помітні для спостерігача з поверхні Землі або з літака. Важливу роль тут відіграють телевізійні методи, що не вимагають повернення космічного апарата на Землю, дослідження в інфрачервоному та мікрохвильовому діапазонах (останні проводять незалежно від наявності хмарного покриву). Оскільки ж мікрохвильове радіовипромінювання (діапазон 0,3–30,0 см) формується у певному шарі ґрунту, то це дає змогу досліджувати фізичний стан земної поверхні до глибини 10 м, виявляти стан вологості ґрунту тощо.

Космічні методи дають змогу оцінювати товщину снігового покриву і таким чином — наявні запаси вологи, вивчати снігові лавини і гірські льодовики, склад і стан ґрунтів та форми їх використання, у цілому прогнозувати майбутній урожай, виявляти райони захворювань рослин (наприклад, виявляти ранню стадію захворювання цукрового буряку), за кількістю опалого листя — визначати ступінь ураження лісу комахами. Спостереження з космосу допомагають визначати спрацьованість шосейних доріг і злітно-посадкових смуг на аеродромах.

Тими ж методами контролюють стан навколишнього середовища; легко виявляють димові шлейфи лісових, торф'яних і степових пожеж, визначають розмір і напрямок руху пожежі. З космічної висоти добре помітне забруднення атмосфери (пилові бурі, димові факели заводів, теплових електростанцій тощо, можна визначити хімічний склад компонентів диму) і водяних басейнів (розрізняють хімічне і біологічне забруднення). Методи космічної зйомки дають змогу оновлювати та уточнювати географічні карти, оскільки берегова лінія багатьох замкнутих морів (як-от Каспійського, Аральського) пересувається, зміщуються межі лісів і пустель, збільшуються міста, створюються нові водоймища. Усе це значно легше зареєструвати з борту ШСЗ.

За допомогою ШСЗ уже ведуться пошуки корисних копалин. З високою точністю визначають координати окремих пунктів Землі, з'ясовують швидкості відносного руху окремих материків, руху земної кори. Саме завдяки спостереженням з космосу уточнено

форму Землі (виявлено, що південний полюс Землі розташований на 30 м ближче до її центра, ніж північний).

Навігаційні супутники. З розвитком мореплавства розроблялися найрізноманітніші методи навігації з використанням найновіших досягнень науки. Це гірокомпас, радіосекстант (за його допомогою, знаючи положення Сонця над горизонтом, можна визначити місцезнаходження корабля за хмарної погоди). Однак незрівнянно точніше визначають координати океанського лайнера шляхом прийому радіосигналів від ШСЗ (рис. 7.10). Похибка в положенні корабля тут не перевищує 10–15 м. В імпульсних сигналах ШСЗ, що реєструються, зашифровано час передачі кожного імпульсу і відповідне йому знаходження супутника. Невеликий комп'ютер, що є на кораблі, проводить всі необхідні обчислення. Визначивши своє положення, штурман за допомогою радіо передає його на борт супутника. Туди надходить інформація і від інших кораблів. Так кожен капітан може мати відомості про те, де перебувають його сусіди, куди і з якою швидкістю вони рухаються.

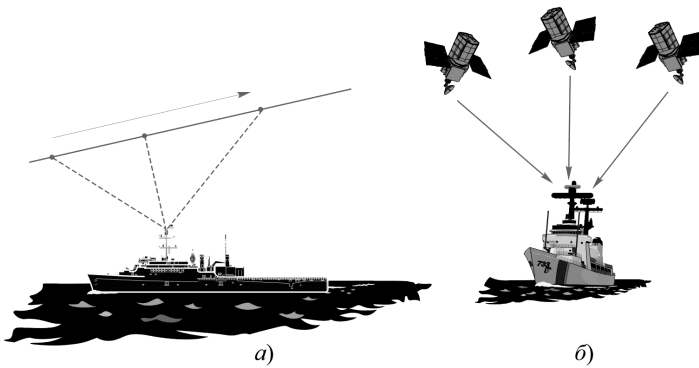


Рис. 7.10. Схема визначення місцезнаходження корабля в океані шляхом прийому радіосигналів від ШСЗ у три моменти часу (а) та від трьох ШСЗ одночасно (б)

Окремі пароплавні компанії використовують ШСЗ для передачі на берег завчасно усієї документації, що стосується транспортних вантажів. А це значно скорочує час розвантажування (і простою) суден.

Надзвичайно перевантажена служба управління повітряним рухом. Значною мірою всі труднощі керування польотами усувають за допомогою стаціонарних ШСЗ. Радіосигнали з літака передаються на кілька супутників, а звідти ретранслюються на наземну станцію керування повітряним рухом. Комп'ютер наземної станції аналізує ситуацію і відповідні команди передає на борт повітряного лайнера (рис. 7.11).

Космічна метеорологія. Прогноз погоди потрібний для всіх галузей господарства кожної країни. Наприклад, за підрахунками вчених США, підвищення точності метеорологічного прогнозу всього на 10% дає для цієї країни щорічну економію у декілька сотень мільйонів доларів.

Систематичні щоденні спостереження за всіма змінами погоди ведуть на Землі 8 тис. метеорологічних станцій, за допомогою понад 3 тис. літаків і 4 тис. спеціальних кораблів. За їхніми даними складають так звані синоптичні карти, які використовують для прогно-

зів погоди. Проте розташування цих пунктів спостережень за змінами погоди нерівномірне, якщо брати до уваги всю планету. Саме метеорологічні супутники здатні оглядати всю планету і своєчасно передавати на її поверхню потрібну інформацію. Ці супутники вивчають стан земної атмосфери, зміну з висотою в ній температури, концентрації водяної пари, детально аналізують особливості хмарного покриву. Зокрема, вони дають змогу своєчасно виявити місце зародження і напрямок та швидкість ураганів і тайфунів, яких в Атлантичному океані щороку зароджується близько 12, а в Тихому — удвічі більше. Потужність однієї такої стихії — приблизно 5 млрд кВт. Налітаючи на берег, тайфун піднімає рівень води до 37 м, водночас заливаючи все зверху проливним дощем. Матеріальні збитки від одного урагану досягають 2 млрд доларів. Тепер за допомогою супутників їх виявляють завчасно, оскільки з висоти орбіти супутника цей велетенський вихор добре помітний. З'ясувавши напрямок і швидкість його пересування, можна уникнути чималих втрат. Це ж стосується і контролю за виверженням вулканів, а також за формуванням і поширенням цунамів в океані.

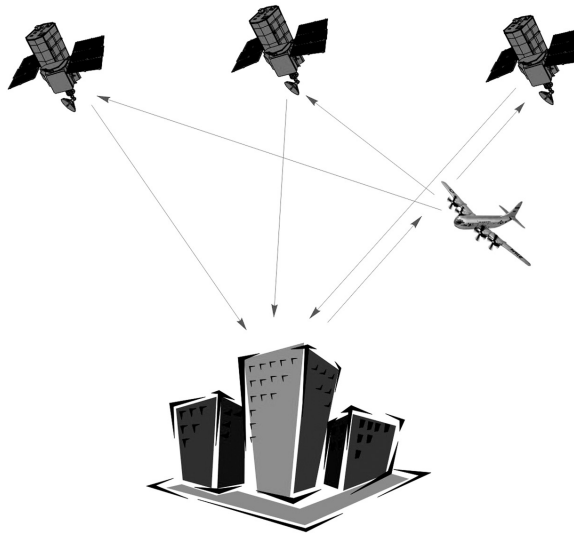


Рис. 7.11. Схема керування польотом літака за допомогою кількох ШСЗ і наземної станції

Супутники зв'язку. Усі наявні системи наземного зв'язку перевантажені, їх розширення вимагало б величезних затрат. Проблему вирішують значно дешевше за допомогою супутників зв'язку. На такому апараті встановлюють ретранслятори, які приймають сигнали з Землі, посилюють їх і передають назад на Землю. Наземні станції зв'язку вловлюють сигнали, підсилюють їх, змінюючи при цьому частоту й усуваючи шуми, і направляють абонентам. Прикладом є супутник зв'язку «Інтелсат-6» — космічний апарат, що належить консорціуму «Інтелсат», послугами якого користуються 117 держав. Супутники такого типу виводять на геостационарну орбіту.

Супутники зв'язку забезпечують і потреби освіти та професійно-технічного навчання, використовуються для передач текстів газет на великі відстані.

Космічно-орбітальна індустрія. Умови на борту ШСЗ істотно відрізняються від тих, що є на земній поверхні. Всередині корабля — стан невагомості, а за бортом — глибокий вакуум. Це дає змогу здійснювати там такі технологічні операції та експерименти, які в принципі неможливо виконати в земних лабораторіях.

Наприклад, сьогодні надзвичайно важливе місце в усіх галузях техніки зайняли сплави та монокристали. Однак у земних умовах, у процесі виготовлення сплавів важчі елементи під дією сили тяжіння осідають донизу, легші піднімаються догори, тому створити однорідний матеріал надзвичайно важко. Проте їх можна отримувати на борту космічного корабля. Там же можна отримувати пінометали — матеріали, що мають, скажімо, 12% сталі і 88% газу (спінюють рідкий метал газом і потім охолоджують). Цей матеріал плаває у воді, наче дерево, однак у кілька разів міцніший від найліпших сортів сталі. Поєднанням матеріалів з легкоплавкої основи, в яку вкраплені зерна або волокна з тугоплавкого матеріалу, можна отримувати довговічні алмазно-абразивні інструменти з високими різальними властивостями, композиції з металу та ниткоподібних кристалів, що витримують навантаження значно більші, ніж залізобетон чи найміцніші сорти сталі. Кристали, вирощені на орбітальній станції, широко застосовують в електроакустичній і високочастотній техніці, у напівпровідниковій мікроелектроніці та комп'ютерах, у радіоелектронній та електротехнічній промисловості.

В умовах невагомості можна отримати особливо чисті ліки і вакцини, оскільки забруднення бактеріальної культури усувається завдяки відсутності як осадів із загиблих мікробів, так і піноутворення.

Загалом очікують, що завдяки експериментам на борту орбітальних станцій буде отримано матеріали, які ще не траплялися на Землі, буде виявлено багато несподіваних ефектів і закономірностей.

Частина IV

**ОСНОВИ ТЕОРЕТИЧНОЇ
ТА ПРАКТИЧНОЇ
АСТРОФІЗИКИ**

Астрофізика — це розділ астрономії, який вивчає фізичну природу, хімічний склад, походження та еволюцію об'єктів Всесвіту. Становлення астрофізики як науки відноситься до середини XIX століття. Успіхи астрофізики значною мірою зумовлені досягненнями у галузі астроспектроскопії — підрозділу астрофізики, предметом дослідження якого є спектри зір та інших небесних об'єктів. Отримання високоякісного спектрального матеріалу стало можливим завдяки впровадженню у практику наукових досліджень фотографічних, фотоелектричних та твердотільних приймачів випромінювання, яке надходить до спостерігача від певного світила (чи з певної ділянки неба).

Астрофізику поділяють на окремі підрозділи: фізику Сонця, фізику зір і зоряних атмосфер, фізику міжзоряного середовища, фізику планет, фізику метеорних явищ, фізику космічних променів, фізику газових туманностей, релятивістську астрофізику тощо. Наприклад, релятивістська астрофізика вивчає космічні об'єкти, для яких істотними є ефекти теорії відносності (вони стають помітними за великих швидкостей і сильних гравітаційних полів). Типовими об'єктами тут є білі карлики, нейтронні зорі, чорні діри, гравітаційні лінзи, Всесвіт у цілому.

Розділ 8

ЕЛЕМЕНТИ ТЕОРЕТИЧНОЇ АСТРОФІЗИКИ

8.1. Електромагнітне випромінювання

Усю інформацію про явища і процеси, що відбуваються у навколишньому Всесвіті, отримуємо шляхом реєстрації *фотонів* — елементарних частинок, які не мають маси і рухаються зі швидкістю світла $c \approx 300\,000$ км/с. У фотона найяскравіше виражена подвійність основних рис елементарних частинок: він поширюється як електромагнітна хвиля, але поглинається і випромінюється як окрема частинка. Кожен фотон несе певну порцію (квант) енергії $\varepsilon = h\nu$, де h — стала Планка, ν — частота електромагнітних коливань. За необхідністю замість частоти використовують довжину хвилі $\lambda = c/\nu$. Довжини хвиль видимого випромінювання, а також випромінювання на коротших хвилях вимірюють в нанометрах ($1\text{ нм} = 10^{-9}\text{ м} = 10^{-7}\text{ см} = 10\text{ \AA}$). Фотони, для яких довжина хвилі $\lambda < 0,01$ нм (частота більша за $3 \cdot 10^{19}$ Гц), називають *гамма-квантами* (γ -кванти). Випромінювання з довжиною хвилі від 0,01 до 10 нм називають *рентгєнівським*. Частотний діапазон рентгєнівського випромінювання — від $3 \cdot 10^{19}$ Гц до $3 \cdot 10^{16}$ Гц. Більш високочастотне випромінювання у цьому діапазоні називають жорстким, а менш високочастотне — м'яким рентгєнівським випромінюванням. Діапазон спектра від 10 нм до 390 нм (частоти від $3,0 \cdot 10^{16}$ Гц до $7,7 \cdot 10^{14}$ Гц) припадає на *ультрафіолетове* випромінювання. *Видиме світло* — це випромінювання з довжинами хвиль від 390 нм до 760 нм ($7,7 \cdot 10^{14}$ – $3,9 \cdot 10^{14}$ Гц). Наступним є *інфрачервоне випромінювання* з довжинами хвиль в інтервалі $\lambda = 760 - 10^6$ нм (1 мм), тобто від $3,9 \cdot 10^{14}$ Гц до $3 \cdot 10^{11}$ Гц. Далі йде *мікрохвильове* випромінювання (0,1 – 10 см, відповідно $3 \cdot 10^{11}$ – $3 \cdot 10^9$ Гц). Нарешті, *радіохвилі* з довжинами від 10 см

до 1000 км і більше замикають спектральний діапазон електромагнітного випромінювання. Частота коливань для радіохвиль менша за $3 \cdot 10^9$ Гц.

Як бачимо, світлове випромінювання, яке ми сприймаємо оком, займає лише незначну частину надзвичайно широкого діапазону електромагнітних хвиль, що виникають в атмосферах зір і в міжзоряному середовищі. Земна атмосфера неоднаково пропускає хвилі різної довжини. Найбільшого поглинання зазнають γ -, рентгенівські, ультрафіолетові й інфрачервоні промені, тому телескопи, що призначені для їх реєстрації, доцільно встановлювати на космічних апаратах. Лише у видимому та в радіодіапазоні електромагнітне випромінювання досить вільно проходить земну атмосферу і досягає її поверхні (рис. 8.1). Лінія на цьому рисунку дає уяву про ту мінімальну висоту в атмосфері Землі, до якої ще доходить випромінювання в відповідному спектральному діапазоні.

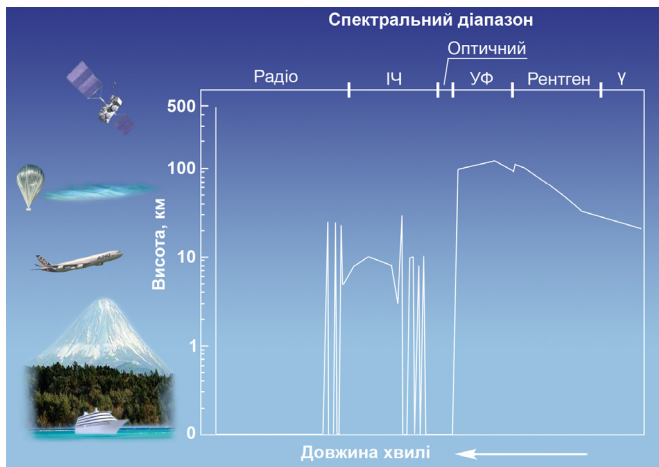


Рис. 8.1. Проходження електромагнітних хвиль через земну атмосферу; ордината кривої зображає висоту в атмосфері, до якої доходить випромінювання певної довжини хвилі

Залежно від того, в якому спектральному діапазоні досліджують небесні світила, розрізняють *гамма-астрономію*, *рентгенівську астрономію*, *інфрачервону астрономію*, *радіоастрономію* тощо.

Проведемо деякі нескладні обчислення. Експериментально встановлено, що від Сонця на кожен квадратний метр земної поверхні, перпендикулярної до сонячних променів, за секунду надходить енергія $1,36 \cdot 10^3$ Дж (тобто $q = 1,36 \cdot 10^3$ Вт/м²). Середня довжина хвилі цього випромінювання $\lambda = 500$ нм, середня частота $\bar{\nu} = 6 \cdot 10^{14}$ Гц. Енергія одного «середнього» кванта $\bar{\epsilon} = h\bar{\nu} = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж \cdot с \cdot $6 \cdot 10^{14}$ Гц = $4 \cdot 10^{-19}$ Дж. Отже, за одну секунду на згадану площу 1 м² надходить від Сонця $1,36 \cdot 10^3 / 4 \cdot 10^{-19} \approx 3 \cdot 10^{21}$ квантів.

Як відомо, потік енергії через вибрану площу змінюється обернено пропорційно квадрату відстані до джерела. Відстані до найближчих зір у 300 000 разів перевищують відстань до Сонця. Тому від близької зорі, подібної до Сонця, до поверхні Землі надходить усього $3 \cdot 10^{10}$ фотонів/($\text{м}^2 \cdot \text{с}$). Зі зростанням відстані їхня кількість зменшується. І якщо від космічного об'єкта (наприклад, далекої галактики) надходить нехтовно мала кількість фотонів в одиницю часу, то для дослідження такого об'єкта потрібен потужний телескоп (наприклад, з великою площею поверхні дзеркала).

Кванти світла, що вловлюються спостерігачем за допомогою телескопів і реєструвальних пристроїв, виникають в атмосферах небесних тіл чи в міжзоряному середовищі завдяки перебігу певних фізичних процесів. Відповідно до цього розрізняють випромінювання *теплове* і *нетеплове*. Теплове випромінювання зумовлене процесами в газі, частинки якого перебувають у стані теплового руху, а їх швидкості визначаються розподілом Максвелла (див. підрозділ 8.7). Прикладом нетеплового випромінювання є синхротронне випромінювання, що виникає під час руху релятивістських електронів у магнітному полі (підрозділ 8.9).

8.2. Закони випромінювання і поглинання світла

Першочергове завдання астрофізики — визначити, за якого стану поверхневих шарів небесного тіла (температури й густини) можна отримати спостережуваний розподіл за енергіями фотонів, які ця речовина випромінює. Іншими словами, основним завданням астрофізики була і є інтерпретація спектрофотометричних характеристик випромінювання космічних об'єктів, що базується на математичному моделюванні їхніх фізико-хімічних властивостей. Природно, що за своїми характеристиками такі об'єкти можуть істотно відрізнятися, тому існує необхідність у введенні в теорію своєрідного «еталона» для дослідження індивідуальних спектрів реальних тіл і порівняння їх між собою. При цьому надто вдалим виявилось уявлення про *чорне тіло*, тобто про ідеалізоване тіло, яке повністю поглинає випромінювання усіх довжин хвиль, що падають на нього. І хоча абсолютно чорного тіла в природі не існує, то все ж деякі речовини або спеціально створені пристрої мають відповідні оптичні властивості. Наприклад, в усіх довжинах хвиль сажа поглинає до 95% променів.

За деякої температури T чорного тіла настає *термодинамічна рівновага* між його речовиною і випромінюванням у ньому, тобто кількість поглинутої тілом енергії врівноважується з енергією, витраченою на випромінювання. Однак, що надзвичайно важливо, чорне тіло може поглинати випромінювання одних довжин хвиль, а випромінювати на зовсім інших. Тому введено поняття *коефіцієнта поглинання* і *коефіцієнта випромінювання*, кожен з яких залежить від частоти (довжини хвилі). Поглинання кванта

світла окремим атомом описується атомним коефіцієнтом поглинання σ_ν , розмірність якого — м^2 . Введено також поняття коефіцієнта поглинання одиницею об'єму α_ν з розмірністю м^{-1} та одиницею маси κ_ν , для якого розмірність є $\text{м}^2/\text{кг}$. Відповідно речовину характеризують коефіцієнтом випромінювання в розрахунку на одиницю маси j_ν та на одиницю об'єму η_ν .

Найважливішою характеристикою випромінювання є *питома інтенсивність* $I_\nu(T)$, тобто кількість енергії, що її випромінює одиниця поверхні тіла (м^2), нагрітого до температури T , за одиницю часу (с) в одиничному інтервалі частот (наприклад, $\Delta\nu = 1\text{Гц}$) у тілесному куті, що дорівнює одному стерadianу. Для чорного тіла інтенсивність випромінювання є функцією лише одного параметра — його температури T . Загалом це твердження формулюють як *закон Кірхгофа* (введений у 1859 р.): за термодинамічної рівноваги відношення коефіцієнта випромінювання η_ν до коефіцієнта поглинання α_ν дорівнює інтенсивності випромінювання i є функцією частоти ν і температури T та не залежить від природи тіла:

$$\frac{\eta_\nu}{\alpha_\nu} = B_\nu(T). \quad (8.1)$$

Значимо, що для інтенсивності випромінювання чорного тіла використовують спеціальне позначення $B_\nu(T)$. Вираз для $B_\nu(T)$ отримав Макс Планк у 1900 р. Він має вигляд:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср}} \right), \quad (8.2)$$

де $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — *стала Больцмана*; $e \approx 2,718$ — основа натуральних логарифмів. Фактично $B_\nu(T)$ — це потужність випромінювання з одиниці площі (у перпендикулярному до цієї площі напрямку) в одиничному інтервалі частот і у межах одиничного тілесного кута.

За низьких частот $h\nu \ll kT$ (інфрачервоне і мікрохвильове випромінювання, а також радіохвилі) з (8.2) отримуємо формулу *Релея–Джінса* (при цьому вважаємо, що $e^{\frac{h\nu}{kT}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}$):

$$B_\nu(T) = \frac{2k\nu^2}{c^2} T, \quad (8.3)$$

тоді як на високих частотах ($h\nu \gg kT$), нехтуючи одиницею у знаменнику (8.2), — *формулу Віна*:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (8.4)$$

Наведені вище співвідношення можна також записати в залежності від довжини хвилі λ . Тоді замість (8.2) – (8.4) отримуємо наступні формули:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (8.5)$$

$$B_\lambda(T) = \frac{2ck}{\lambda^4} T, \quad (8.6)$$

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}. \quad (8.7)$$

Залежність інтенсивності від довжини хвилі λ для кількох значень температури T , а також розподіл енергії у спектрі Сонця показано на рис. 8.2.

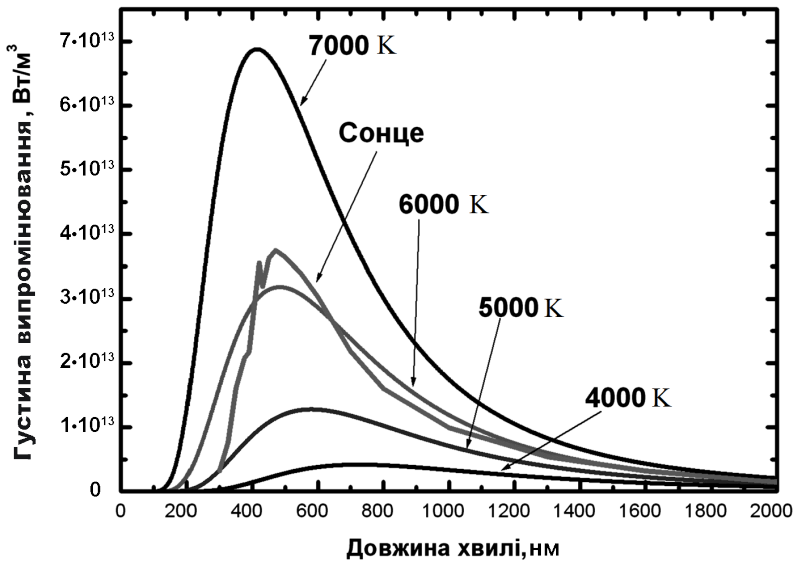


Рис. 8.2. Залежність густини випромінювання $4\pi B_\lambda(T)/c$ чорного тіла від довжини хвилі для кількох значень температури, а також спостережуваний розподіл енергії у спектрі Сонця

Рис. 8.2 дає змогу зробити два важливих висновки. По-перше, довжина хвилі λ_m , на яку припадає максимум випромінювання чорного тіла, зі збільшенням його температури зміщується у короткохвильовий бік спектра. Сказане формулюють у вигляді закону зміщення Віна:

$$\lambda_m = \frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{T} \text{ (м)} = \frac{2,9 \cdot 10^6}{T} \text{ (нм)}. \quad (8.8)$$

Вираз (8.8) можна одержати, якщо знайти екстремум функції (8.5). По-друге, розподіл енергії з довжиною хвилі для реального джерела випромінювання (тут — Сонця) досить помітно відрізняється за виглядом від спектра ідеалізованого чорного тіла. Незважаючи на останнє зауваження, під час спектроскопічних досліджень поверхневих шарів зір (зоряних атмосфер), з яких спостерігач і одержує основну інформацію, часто спрощено приймають, що за характеристиками випромінювання ці шари близькі до чорного тіла. Однак слід усвідомлювати, що в поверхневих шарах зір насправді існує відхилення від термодинамічної рівноваги, оскільки є певні втрати енергії з поверхні у міжзоряне середовище. Міра відхилення залежить від густини середовища — чим вона вища, тим ближчим є розподіл енергії в спектрі до чорнотільного. І навпаки, відхилення зростає, якщо густина середовища зменшується. Фізична основа тут така. Встановленню рівноваги між речовиною і випромінюванням сприяють взаємодії між частинками газу і фотонами, це — поглинання квантів атомами та іонами з одного боку, і випромінювання — з іншого. Ефективність перерозподілу енергії між частинками газу і квантами електромагнітного поля набагато вища у щільних непрозорих шарах зір, де частота взаємодій велика, а довжина вільного пробігу квантів надзвичайно мала. Такою є ситуація глибоко в зоряних надрах. Поблизу ж поверхні зорі, у зоряній атмосфері, відхилення зростає. Зокрема, в хромосфері або короні зорі середовище настільки розріджене, що існує помітна ймовірність виходу кванту за їх межі навіть без взаємодії з будь-яким атомом чи іоном.

Інтегруючи інтенсивності з (8.2) або (8.5) за всіма частотами або довжинами хвиль від 0 до ∞ , отримуємо повну кількість енергії, яку тіло, нагріте до температури T , випромінює з одиниці своєї поверхні за одиницю часу — *закон Стефана–Больцмана*:

$$F = \sigma T^4, \quad (8.9)$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$ — стала Стефана–Больцмана. Температуру, яка входить до (8.9), називають *ефективною температурою* $T_{\text{еф}}$. Її і визначають, якщо зі спостережень відомо значення F . Зокрема, для Сонця $T_{\text{еф}} = 5770 \text{ К}$. За формулою (8.8) обчислюємо також, що максимум енергії Сонце випромінює на довжині хвилі $\lambda_m \approx 500 \text{ нм}$. Це жовто-зелений діапазон видимої ділянки спектра. Тим часом, наприклад, для пилінки сажі за $T = 350 \text{ К}$ максимум випромінювання припадає на $\lambda_m = 8290 \text{ нм}$. Це — далека інфрачервона ділянка спектра.

Енергія, яку віддає зоря зі своєї поверхні, вивільняється глибоко в її надрах (див. підрозділ 15.2). Тому упродовж тривалого часу однією з найважливіших для астрофізики була задача про перенесення енергії з нижчих шарів зорі у вищі. Для її розв'язання складено *рівняння переносу*, яке можна сформулювати так: зміна інтенсивності випромінювання dI_v унаслідок проходження через шар речовини товщиною dx визначається різницею між кількістю енергії, яку цей шар випромінює (ця енергія є пропорційною $\eta_v dx$), і кількістю енергії, що він її поглинає ($\alpha_v I_v dx$). Для розв'язання рівняння переносу залежності коефіцієнтів η_v і α_v від густини, температури і частоти мають бути відомими, їх задають зазвичай у вигляді таблиць. У простішому випадку, коли товщина поверхневого шару зорі, в якому виникає спостережуване випромінювання, нехтовно мала у порівнянні з її радіусом, рівняння переносу випромінювання має вигляд (одновимірний випадок):

$$\cos \theta \frac{dI_v}{dx} = \eta_v - \alpha_v I_v, \quad (8.10)$$

де θ — це кут між нормаллю до поверхні зорі і напрямком розповсюдження випромінювання. Зручніша форма (8.10) може бути отримана, якщо від геометричної координати x зробити перехід до безрозмірної оптичної координати τ_v (*оптична глибина*), яка залежить від частоти (довжини хвилі) випромінювання. Її вводять так:

$$d\tau_v = -\alpha_v dx = -\kappa_v \rho dx. \quad (8.11)$$

Тут знак « \rightarrow » обирають для того, щоб зі зростанням геометричної координати (від вибраного внутрішнього шару зорі у напрямку до її поверхні), оптична глибина зменшувалась. З урахуванням (8.11) замість (8.10) матимемо:

$$\cos \theta \frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v - \frac{\eta_v}{\alpha_v}. \quad (8.12)$$

Для знаходження розподілу τ_v в зоряній атмосфері проводять інтегрування (8.11), при цьому розподіл коефіцієнта поглинання речовини з координатою x має бути відомим. У глибоких шарах зорі коефіцієнт поглинання досягає надто великих значень, тоді як на поверхні $\alpha_v \approx 0$ (формально на поверхні зорі густина стає нехтовно малою, а, отже, стає нехтовно малою її поглинальна здатність). Отже, для зовнішнього спостерігача оптична глибина внутрішніх шарів зорі прямує до нескінченності, а оптична гли-

біна зоряної поверхні дорівнює нулю. Загальний розв'язок (8.12) з урахуванням вказаних меж зміни оптичної глибини має вигляд:

$$I_{\nu} = \int_0^{\infty} \frac{\eta_{\nu}}{\alpha_{\nu}} e^{-\frac{t_{\nu}}{\cos\theta}} \frac{dt_{\nu}}{\cos\theta}, \quad (8.13)$$

де t_{ν} — поточне значення оптичної глибини. Фактично (8.13) визначає питому інтенсивність випромінювання частоти ν , яке виходить з поверхні зорі. А виникає воно завдяки усім процесам поглинання і випромінювання квантів такої частоти у межах всієї оптичної товщі від $\tau_{\nu} = \infty$ до $\tau_{\nu} = 0$.

В окремому випадку можна вважати, що основну роль відіграє лише поглинання квантів, а їх випромінювання атомами та іонами можна знехтувати. Цей випадок є ідеалізованим, але він дає змогу зробити важливі висновки. Розглянемо такий приклад «абсолютного фільтра», який являє собою пластину кінцевої геометричної товщини, на яку з одного боку падає випромінювання інтенсивності $I_{\nu 0}$, а інтенсивність випромінювання, що виходить з другого боку фільтра до спостерігача, є I_{ν} . Для спрощення прийнято $\theta = 0$. Отже, якщо для такого фільтра $\eta_{\nu} = 0$ і $\alpha_{\nu} \neq 0$, а його інтегральна оптична товща на частоті ν є $\Delta\tau_{\nu} \equiv \tau_{\nu} - 0 = \int_0^x \alpha_{\nu} dx$, з (8.10) отримаємо розв'язок задачі у вигляді:

$$I_{\nu} = I_{\nu 0} e^{-\Delta\tau_{\nu}}. \quad (8.14)$$

Вираз (8.14) називають *законом Бугера*. Якщо $\Delta\tau_{\nu} \leq 1$, середовище фільтра вважають оптично тонким (інтенсивність випромінювання внаслідок проходження фільтра зменшується, але не більше, ніж в e разів). Для оптично товстих середовищ ($\Delta\tau_{\nu} > 1$) зменшення може бути значним. Наприклад, якщо $\Delta\tau_{\nu} = 100$ маємо $I_{\nu}/I_{\nu 0} \approx 3,76 \cdot 10^{-44}$.

Ще один простий, але важливий приклад — поширення випромінювання у вакуумі. У цьому разі $\eta_{\nu} = 0$ і $\alpha_{\nu} = 0$, тому з (8.10) отримуємо $I_{\nu} = \text{const}$, а, отже, питома інтенсивність випромінювання джерела не залежить від відстані до нього, якщо середовище між джерелом і спостерігачем можна вважати вакуумом. Наприклад, значення питомої інтенсивності (яскравості) сонячного випромінювання буде майже тим самим, якщо його виміряти біля Землі або Плутона.

8.3. Принципи астрофотометрії. Формула Погсона

Астрофотометрія — розділ астрофізики, завданням якого є вимірювання кількості світлової енергії, що надходить до спостерігача від небесних світил. Основним поняттям фотометрії є *світловий потік* — кількість про-

менистої енергії, що проходить за одиницю часу через задану площину. Світлову енергію, що падає за одиницю часу на одиничну площу певної поверхні, називають *освітленістю* E цієї поверхні.

Саме освітленість, що її створює на поверхні Землі та чи інша зоря, визначають зі спостережень. Звичайно, в астрономії замість терміна «освітленість» використовують термін *блиск*. Отже, блиском небесного світила називають освітленість, яку це світило створює в пункті спостереження на площині, перпендикулярній до його променів. З наведеного вище визначення інтенсивності світла I випливає, що на будь-якій відстані r від джерела $I \sim Er^2$. Звідси знаходимо, що на будь-яких відстанях від джерела r_1 і r_2 освітленості E_1 і E_2 , створені одним і тим самим джерелом, змінюються обернено пропорційно квадратам цих відстаней:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \quad (8.15)$$

У фізиці освітленість вимірюють у люксах. Проте в астрономії традиційно прийнято вживати позасистемну одиницю — *видиму зоряну величину* світила, яку позначають m . Тому замість «освітленість від зорі» кажуть — «блиск зорі», а також: «блиск зорі дорівнює стільком-то зоряним величинам».

Точні вимірювання вказують на такий взаємозв'язок між видимою зоряною величиною m зорі та освітленістю E , яку ця зоря створює:

$$m = m_0 - 2,5 \lg E, \quad (8.16)$$

де $m_0 = -13,89^m$ — зоряна величина, що відповідає освітленості в 1 люкс. Ця залежність (через логарифм) є наслідком особливостей сприйняття подразнень органами відчуттів людини: якщо подразнення (тут освітленість зіниці ока) зростають у геометричній прогресії, то зорові відчуття (зоряні величини) — в арифметичній. У цьому полягає суть психофізіологічного закону Вебера–Фехнера, сформульованого у середині XIX ст.

У 1856 р. англійський астроном Норман Погсон, порівнюючи блиск зір різних величин, виявив, що інтервалові в 5 зоряних величин відповідає відношення величин освітленості, яке дорівнює 100. Отже, якщо зоряні величини двох зір відрізняються точно на одиницю, то відношення $E(m)$ і $E(m+1)$ становитиме:

$$\frac{E(m)}{E(m+1)} = \sqrt[5]{100} \approx 2,512. \quad (8.17)$$

Загальний зв'язок між величинами освітленості, що їх створюють дві зорі E_1 та E_2 і їхніми зоряними величинами m_1 і m_2 запишемо:

$$\frac{E_2}{E_1} = 2,512^{m_1 - m_2} = 10^{0,4(m_1 - m_2)}, \quad (8.18)$$

або

$$m_2 - m_1 = -2,51 \lg(E_2/E_1). \quad (8.19)$$

Цю залежність називають *формулою Погсона*.

Закон Вебера–Фехнера можна сформулювати і так: зміна будь-якого відчуття прямо пропорційна відносній зміні подразнювального чинника. Очевидно, що освітленість E — подразнювальний чинник, а зоряна величина m — відчуття (сприйняття) освітленості, причому за традицією, що походить від Гіппарха, їхні зміни dE і dm протилежні за знаком, оскільки зі зростанням освітленості E зоряна величина m зменшується. Тоді згідно з законом Вебера–Фехнера

$$dm = -k \frac{dE}{E} \quad \text{і} \quad m = -k \ln E + C,$$

де k — коефіцієнт пропорційності, C — стала інтегрування. Для двох світил з величинами освітленості від них E_1 і E_2 різниця відповідних зоряних величин дорівнює

$$m_2 - m_1 = -k \ln \left(\frac{E_2}{E_1} \right).$$

Переходячи до десяткових логарифмів і враховуючи пропозицію Погсона, отримуємо формулу (8.19).

Поняття видимої зоряної величини використовують для визначення блиску не лише зір, а й планет, астероїдів, комет, метеорів, природних і штучних супутників Землі та інших планет тощо. Зокрема, наприклад, видима зоряна величина Сонця в zenіті $m_{\odot} = -26,8^m$, повного Місяця $m_{\zeta} = -12,7^m$, найяскравішої зорі неба Сіріуса $m_s \approx -1,5^m$. За формулою (8.18) знаходимо, що за однакової кутової висоти над горизонтом повний Місяць освітлює земну поверхню в 437 000 разів слабкіше за Сонце, а Сонце посиляє на Землю у 10 млрд разів більше світлової енергії, ніж Сіріус.

Зазначимо, що видима зоряна величина світила, яке перебуває на кутовій висоті $h = 6^\circ$ над горизонтом, приблизно на 2^m більша, ніж тоді, коли воно перебуває у zenіті. Це означає, що освітленість, яку воно створює у першому положенні, у $2,512^2 \approx 6,3$ рази менша, ніж у другому. У цьому проявляється ефект поглинання світла у земній атмосфері — так звана *атмосферна екстинкція*. Тому під час точних фотометричних спостережень застосовують метод *редукції до zenіту* — для врахування поглинання світла земною атмосферою залежно від zenітної відстані світила. З цією метою проводять фотометричні спостереження вибраного світила на декількох zenітних відстанях z_i і знаходять відповідні значення $m_i(z_i)$, які входять до системи рівнянь, де кожне рівняння має такий вигляд:

$$m_i(z_i) = \frac{k}{\cos z_i} + \text{const.} \quad (8.20)$$

Множник $\frac{1}{\cos z} \equiv \sec z$ носить назву *повітряна маса*. Зазначимо, що повітряна маса в зеніті ($z = 0$) дорівнює одиниці, тобто $\sec z = 1$.

Розв'язок системи рівнянь, наприклад методом найменших квадратів, дає змогу визначити коефіцієнт k , а потім здійснити екстраполяцію видимої зоряної величини на одиничну повітряну масу. Після того, як знайдено зоряну величину для одиничної повітряної маси $m(z=0)$, до неї додають поправку $\Delta m = -0,23^m$, що дає позаатмосферну зоряну величину світила. Саме її і заносять потім у каталоги.

8.4. Колориметрія. Фотометричні системи

Реальний розподіл енергії у спектрі небесного тіла може істотно відзнятися від планківського. Можна, однак, підібрати параметр T так, щоб у певному спектральному інтервалі обидві криві розподілу збіглися. Підібраний у такий спосіб параметр і буде колірною температурою. *Колірною* або *спектрофотометричною* називають температуру такого чорного тіла, яке у певному інтервалі довжин хвиль має розподіл інтенсивності, найближчий до спостережуваного. В астрофізиці використовують також поняття яскравісної температури. *Яскравісною* називають температуру такого чорного тіла, яке у заданій частоті (довжині хвилі) випромінює з одиниці поверхні таку ж кількість енергії, що й досліджуване тіло.

Як це видно з закону зміщення Віна (8.4) і рис. 8.2, чим вища температура зовнішніх шарів зорі, тим далі в короткохвильову частину спектра зміщений максимум енергії, яка зорею випромінюється. Це означає, що різним температурам відповідає різний спостережуваний *колір* зорі. Наприклад, у червоних зір ця температура близька до 3000 К, у жовтих (як от Сонце) — 6000 К, білих — 10 000 К, голубуватих — понад 25 000 К.

Як буде показано далі (див. підрозділ 10.2), одним із головних методів дослідження в астрофізиці є спектральний аналіз. Проте у багатьох випадках важливі результати можна отримати простішим шляхом, порівнюючи між собою потоки випромінювання, що досягають спостерігача, у двох чи більше спектральних інтервалах. Цей метод інколи буває єдиною можливістю, коли вивченню підлягають занадто слабкі за блиском зорі, для яких спектральний матеріал високої якості одержати важко або взагалі неможливо. Тому, якщо за допомогою світлофільтрів (див. 10.2) визначити видимі зоряні величини m_{λ_1} і m_{λ_2} у двох спектральних діапазонах з ефективними довжинами хвиль λ_1 та λ_2 , то різниця цих зоряних величин:

$$CI = m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} \quad (8.21)$$

буде цілком конкретною (числовою!) характеристикою кольору зорі. Її називають *показником кольору* або *колер-індексом*. Метод визначення показників кольору називають *колориметрією*.

Поява колориметрії зумовлена тим, що в XIX столітті поряд із візуальним почали застосовувати і фотографічний метод реєстрації світлових потоків. Було введено поняття *фотовізуальної* m_{pv} і *фотографічної* m_{pg} зоряних величин. Як знаємо, ефективна довжина хвилі для візуальних спостережень $\lambda_{pv} \approx 555$ нм, для звичайної фотографічної емульсії робочий діапазон є від 300 нм до 550 нм, а ефективна довжина хвилі для неї $\lambda_{pg} \approx 427$ нм. Тому спочатку й ввели характеристику зорі:

$$CI = m_{pg} - m_{pv} \quad (8.22)$$

— *звичайний показник кольору*. Прийняли, що для зір білого кольору $m_{pg} = m_{pv}$ і $CI = 0$. Для жовтих і червоних зір $m_{pg} > m_{pv}$ і $CI > 0$, для голубих $m_{pg} < m_{pv}$ і $CI < 0$. Конкретно для Сонця (чисто жовта зоря) $CI \approx +0,6^m$, для червоних зір $CI \approx +2,6^m$. Для голубуватих зір звичайний показник кольору досягає значення $CI = -0,47^m$.

З появою чутливих фотоелектричних методів реєстрації світлових потоків (див. розділ 10.1) у 1955 р. Міжнародний Астрономічний Союз затвердив «систему *UBV*» — фотометричну систему, яка одразу стала популярною і широко використовувалась у минулому столітті. Тут літерою *V* позначено світловий фільтр, що дає змогу отримати зоряну величину m_V (або для скорочення, просто *V*), якою вимірюється блиск світила у жовто-зеленому діапазоні спектра. Світлофільтр *V* охоплює спектральну ділянку від 471 нм до 678 нм, а ефективна довжина хвилі його пропускання $\lambda_V = 551$ нм. Зоряна величина у фільтрі *V* близька до візуальної зоряної величини (звідси й назва *V: visual* — зоровий). Літерою *B* (*blue* — синій) позначено фільтр, що вимірює зоряну величину m_B (або просто *B*) у синій та близькій ультрафіолетовій частині спектра в інтервалі від 379 нм до 552 нм за ефективною довжиною хвилі $\lambda_B = 445$ нм. Літера *U* позначає ультрафіолетовий фільтр, який пропускає випромінювання в діапазоні від 298 нм до 410 нм, а його ефективна довжина хвилі $\lambda_U = 365$ нм. Спостереження з таким фільтром дають змогу виміряти зоряну величину m_U . Оскільки спектральні діапазони пропускання фільтрів системи *UBV* є досить широкими, її називають широкосмуговою фотометричною системою. Залежність пропускання світла фільтрами цієї системи від довжини хвилі показана на рис. 8.3а.

У системі *UBV* вживають два показники кольору: основний, його позначено *B–V*, та ультрафіолетовий: *U–B* або *U–V*. За домовленістю, для зір чисто білого кольору показники кольору $B–V = 0$, $U–B = 0$. Тоді для зір жовтого і червоного кольорів вони додатні (до $+2,6^m$), а для голубих зір — від’ємні (до $-0,47^m$).

Тепер в астрофізиці успішно використовують значно розширений варіант системи *UBV*, який налічує одинадцять широкосмугових фільтрів

*UBVR**IJKLMNQ*, смуги пропускання яких охоплюють не тільки ультрафіолетову та видиму ділянки спектра, а і далеку інфрачервону (до 20 мкм). Тут також використовують показники кольору, що є різницею зоряних величин у різних фільтрах.

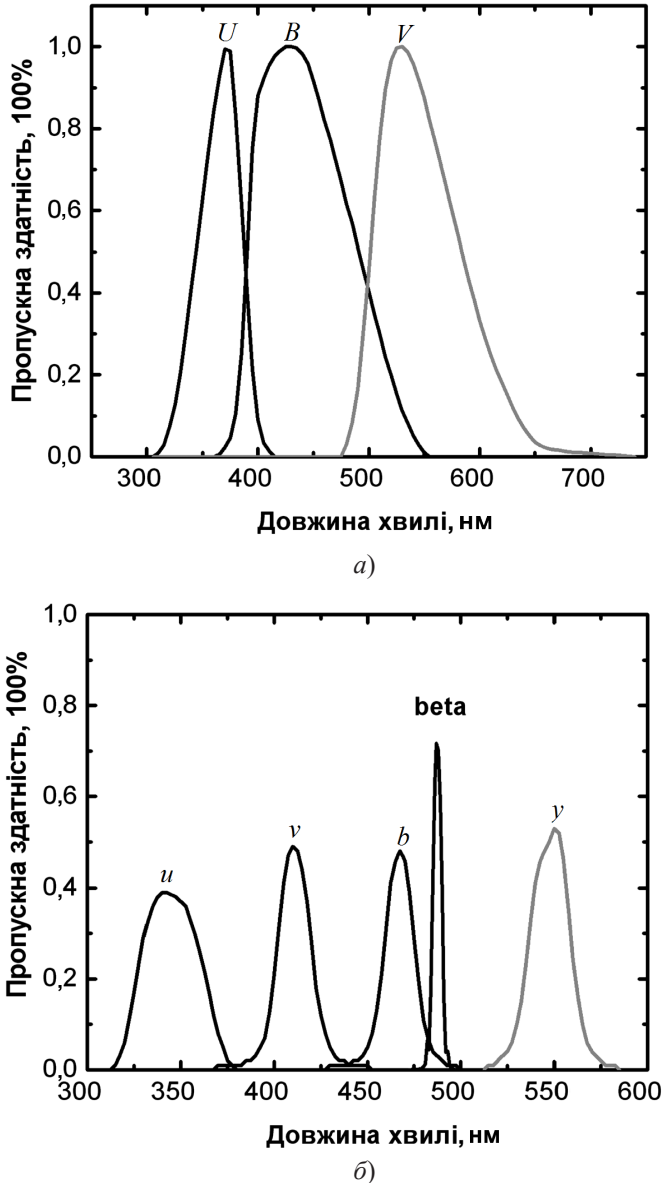


Рис. 8.3. Криві пропускання фільтрів системи *UBV* — а) і *uvbyβ* — б)

Спеціальні широкосмугові фотометричні системи були розроблені в останні роки, наприклад, для космічних проєктів *Гінтаркос*, *Тихо*, *Габбл*, *Гайя*.

Серед вузькосмугових фотометричних систем і систем з проміжною шириною фільтрів можна згадати такі системи, як: $uvby\beta$, DDO, Женевська, Вільнюська та ін. Наприклад, в системі $uvby\beta$ (див. рис.8.3б) ефективні довжини хвиль пропускання фільтрів розподілені так: 349 нм (u), 411 нм (v), 467 нм (b), 547 нм (y), 486 нм (β).

Перевага вузькосмугових фотометричних систем над широкосмуговими полягає в тому, що вони дають змогу одержати точніший розподіл енергії в спостережуваному спектрі світила, а їх показники кольору є більш чутливими до таких фундаментальних параметрів зір, як ефективна температура, прискорення вільного падіння на поверхні та інші; тому вони також уможливають оцінку цих параметрів з більшою точністю.

Оскільки між числовими значеннями показника кольору і температурою поверхневих шарів зорі, що світяться, є чітка залежність, в астрофізиці часто замість температури зорі вживають показники кольору, зокрема показники $B-V$, $b-y$ та інші.

Будь-який фільтр фотометричної системи уможливує реєстрацію лише певної частки всієї енергії, що випромінюється світилом. Ця частка визначається інтервалом довжин хвиль смуги пропускання фільтра. Тому зоряна величина світила, отримана з фільтром, буде завжди більша за ту, яку мало б світило, якби спостереження проводились у всьому спектральному діапазоні.

Зоряну величину m_{bol} , визначену з урахуванням випромінювання на всіх довжинах хвиль, називають *видимою болометричною зоряною величиною*. Для її визначення використовують поняття болометричної поправки BC_V , яку можна визначити як різницю між болометричною зоряною величиною і зоряною величиною, отриманою у заданому фільтрі. Наприклад, для фільтра V фотометричної системи UBV поправка:

$$BC_V = m_{\text{bol}} - m_V. \quad (8.23)$$

Болометрична поправка BC_V має найменше за модулем значення для тих зір, які найбільшу кількість своєї енергії випромінюють у видимому діапазоні спектра (як Сонце). Для червоних зір, що мають найхолоднішу поверхню і більшу частину енергії випромінюють в інфрачервоній частині спектра, за їхньої ефективної температури $T_{\text{еф}} < 3000$ К болометрична поправка BC_V може сягати -4^m , для білих зір $T_{\text{еф}} = 10\,000$ К і $BC_V = -0,4^m$, а для голубих зір $T_{\text{еф}} > 30\,000$ К (більша частина енергії випромінюється в ультрафіолеті) поправка $BC_V = -4,7^m$. Для Сонця $BC_{V_{\odot}} = -0,08^m$.

8.5. Елементи теорії атомних спектрів

Потік світлової енергії, що потрапляє до ока спостерігача або в об'єктив телескопа, створюється в атмосфері зорі завдяки певним елементарним процесам, в яких одночасно беруть участь мільярди атомів, іонів,

електронів, а в деяких випадках молекул і пилових частинок.

Елементарні процеси, що відбуваються у космічній плазмі за участю атомів, іонів, електронів і фотонів, можна класифікувати так.

Зв'язано-зв'язані переходи. Це переходи електрона атомної оболонки з одного енергетичного рівня на інший (говорять також про перехід атома з одного енергетичного стану в інший). Такі переходи супроводжуються поглинанням або випромінюванням певного кванта енергії, величина якого дорівнює різниці енергій відповідних атомних рівнів, між якими відбувається цей перехід. Цю енергію називають *потенціалом збудження* рівня m відносно рівня n , тобто $\varepsilon_{mn} = |W_m| - |W_n|$; вона потрібна для переходу електрона з одного енергетичного стану в інший. До переходу і після нього електрон залишається у зв'язаному стані в атомній оболонці, звідки й походить назва розглянутого процесу. Перехід з нижчого енергетичного рівня на вищий називають *збудженням* атома. Кожен акт збудження супроводжується поглинанням певної порції енергії. Якщо поглинається квант електромагнітного поля — процес носить назву *фотозбудження*, а якщо ж енергія передається атому під час його взаємодії з іншою частинкою плазми (інший атом, іон або електрон), то процес називають *ударним збудженням*. Фотозбудження ведуть до появи в спектрі *ліній поглинання*.

Внаслідок зворотного зв'язано-зв'язаного переходу з вищого рівня на нижчий енергія вивільнюється у вигляді кванта світла. У процесі такого випромінювання багатьох атомів можуть утворюватися *емісійні спектральні лінії*.

Розглянемо механізм зв'язано-зв'язаних переходів на найпростішому прикладі атома Гідрогену. В атомі Гідрогену енергію рівнів, що відповідають головному квантовому числу $n = 1, 2, 3, \dots$, визначають за формулою:

$$W_n = -\frac{13,6}{n^2} \text{ (eV)}, \quad (8.24)$$

де, як уже відомо, $1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Рівень з $n = 1$ має назву *основний*. Легко знайти, що потенціал збудження атома Гідрогену на другий рівень $\varepsilon_{12} = 10,2$ eV. Перехід з другого рівня ($m = 2$) на третій ($n = 3$) потребує витрати енергії $\varepsilon_{23} = 1,9$ eV.

Під час переходу електрона з рівня m на заданий рівень n , якщо $m > n$, енергія ε_{nm} вивільняється у вигляді кванта світла, довжину хвилі якого для Гідрогену можна знайти з формули:

$$\frac{1}{\lambda_{nm}} = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \frac{1}{91,2 \text{ (нм)}}. \quad (8.25)$$

Переходи з усіх вищих рівнів на певний рівень n утворюють дискретний емісійний спектр атома Гідрогену — серію спектральних емісійних ліній (рис. 8.4).

Переходи на перший енергетичний рівень утворюють емісійні лінії *серії Лаймана*, яка ще називається головною. Лінії цієї серії розташовані в далекій ультрафіолетовій частині спектра. Переходові з другого рівня на перший ($2 \rightarrow 1$) відповідає лінія $L\alpha$ з довжиною хвилі $\lambda = 121,57$ нм, а з третього на перший — лінія $L\beta$ для якої $\lambda = 102,5$ нм. У видимій частині спектра розташовані такі лінії *серії Бальмера*: червона $H\alpha$ ($\lambda = 656,2$ нм, перехід $3 \rightarrow 2$), голуба $H\beta$ ($\lambda = 486,1$ нм, перехід $4 \rightarrow 2$) і дві фіолетових $H\gamma$ ($\lambda = 434$ нм, перехід $5 \rightarrow 2$) і $H\delta$ ($\lambda = 410,1$ нм, перехід $6 \rightarrow 2$). Усі інші лінії цієї серії розташовані в ультрафіолеті. Переходи з усіх вищих рівнів на третій утворюють в інфрачервоному діапазоні лінії *серії Пашена*, а на четвертий — відповідно лінії *серії Бреккета*. Переходи у зворотному напрямку ведуть до утворення в спектрах ліній поглинання відповідних серій.

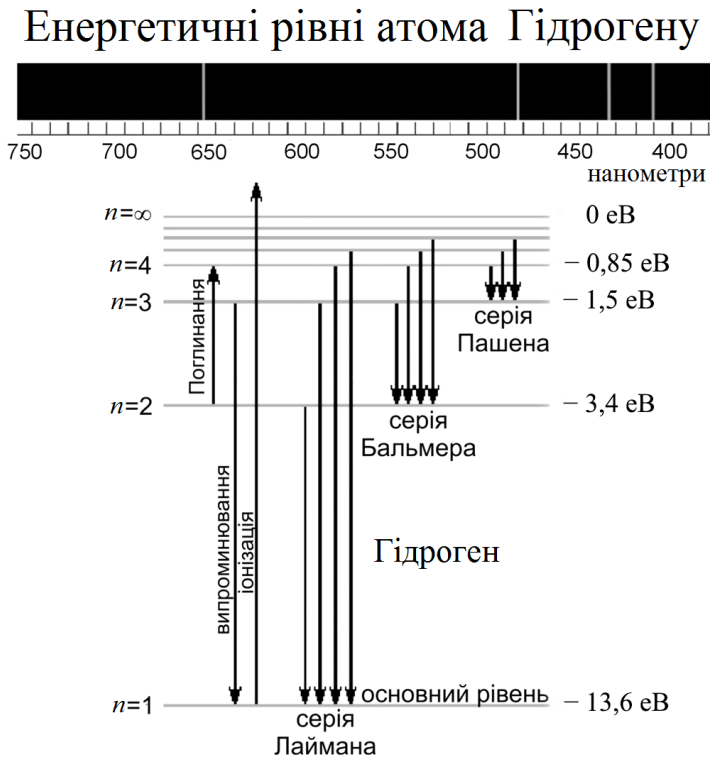


Рис. 8.4. Схема енергетичних рівнів атома Гідрогену; переходи електронів з вищих рівнів на основний ($n = 1$) дають емісійні лінії серії Лаймана, переходи на рівень $n = 2$ — серії Бальмера (зверху у спектрі показані перші чотири лінії цієї серії), на рівень $n = 3$ — серії Пашена, на рівень $n = 4$ — серії Бреккета

З теорії випливає, що середній час перебування атома у збудженому стані, який характеризується головним квантовим числом n , є $t_n \approx 8,4 \cdot 10^{-11} n^5$ с. Зокрема, коли $n = 2$, $t_2 \approx 2,7 \cdot 10^{-9}$ с. Після цього відбувається перехід на нижчий енергетичний рівень.

Атом Гідрогену, що перебуває в основному стані, може також випромінювати квант з частотою $\nu = 1420,4$ МГц ($\lambda = 21,11$ см). Таке випромінювання є наслідком переорієнтації спінів протона й електрона, тобто внаслідок переходу зі стану A (спіни паралельні) у стан B (спіни антипаралельні). Час перебування атома Гідрогену у стані A — близько 11 млн років. Перехід атома зі стану B у стан A здійснюється завдяки його зіткненню з іншою частинкою, від якої він і отримує необхідну енергію. Вивчення цього типу радіовипромінювання нейтрального Гідрогену зіграло суттєву роль у з'ясуванні будови Галактики (див. підрозділ 21.7).

Зв'язано-вільні переходи. Унаслідок зіткнення атома з іншою частинкою або з квантом електромагнітного поля достатньої енергії може відбутися *іонізація* атома — перехід електрона із зв'язаного у вільний стан. Атом, який втратив один чи більше електронів, названо позитивним *іоном*. Мінімальну енергію, яка потрібна для того, щоб відірвати електрон від атома, (інакше кажучи — здійснити роботу виходу електрона з атомної оболонки) називають *потенціалом іонізації* з рівня n атома: $\chi_n = |W_n|$. Значення потенціалу іонізації залежить від того, з якого енергетичного рівня n відбувається цей перехід. Очевидно, що енергія кванта $\varepsilon = h\nu$, завдяки якому відбувається іонізація, може бути більшою за потенціал іонізації χ_n . У цьому випадку відірваний від атома електрон отримає надлишкову кінетичну енергію і буде рухатися в плазмі зі швидкістю v_e , значення якої можна обчислити з *рівняння фотоефекту*:

$$h\nu = \chi_n + \frac{mv_e^2}{2}. \quad (8.26)$$

Отже, процес іонізації атомів веде до поглинання квантів.

Протилежний іонізації процес об'єднання вільного електрона плазми з іоном (тобто його перехід з рівня $m = \infty$ на рівень n іона) називають *рекомбінацією*. Рекомбінації ведуть до випромінювання електромагнітної енергії в неперервному спектрі — в *континуумі*. У кожному конкретному випадку частота ν кванта, що випромінюється в процесі рекомбінації, згідно з рівнянням фотоефекту (8.26), визначається швидкістю руху вільного електрона.

Для атома Гідрогену потенціал іонізації з основного рівня становить 13,6 еВ, тому кожне захоплення вільного електрона на рівень $n = 1$ дає квант у *лайманівському континуумі* з довжиною хвилі $\lambda \leq \lambda_{\max}$. Легко знайти, що цей континуум обмежений довжиною хвилі $\lambda_{\max} = 91,2$ нм.

Потенціал іонізації з другого рівня становить 3,4 еВ, тому *бальмерівський континуум* (рекомбінація на другий рівень) обмежений довжиною хвилі $\lambda_{\max} = 364,6$ нм.

Час перебування атома в іонізованому стані t_i залежить від концентрації вільних електронів n_e і температури плазми T :

$$t_i \approx \frac{2,5 \cdot 10^{18}}{n_e} \left(\frac{T}{10^4} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ (с)}. \quad (8.27)$$

Зокрема, за типових для зоряних атмосфер $T \approx 10\,000$ К і $n_e \approx 10^{20}$ м⁻³, одержуємо $t_i \approx 0,025$ с. Як бачимо, тут процеси збудження та іонізації атомів супроводжуються їхніми практично миттєвими переходами в основний стан (див. оцінку часу t_n вище) і рекомбінаціями.

Вільно-вільні переходи. Кулонівська взаємодія вільного електрона з позитивно зарядженою частинкою плазми (іоном) може привести до прискорення або гальмування його руху. Енергетичні затрати, які потрібні для прискорення електрона, компенсуються поглинанням енергії фотонів. У процесі ж гальмування електрона вона, навпаки, виділяється у вигляді електромагнітних квантів різних частот. Оскільки електрон до взаємодії з іоном, чи з іншим електроном і після неї є вільною частинкою, сам процес зміни його енергетичного стану називають *вільно-вільним переходом*.

Розглянуті вище процеси відносять до теплових, тому що їх перебіг веде до встановлення теплової рівноваги між частинками плазми і електромагнітним випромінюванням. Типовий розподіл енергії в спектрі нагрітого тіла є наслідком сумісної дії усіх розглянутих вище процесів.

Один із прикладів космічної плазми, стан якої є досить близьким до рівноважного, — це зоряні атмосфери. Температура поверхневих шарів зорі менша, ніж глибших, тому на шляху випромінювання, яке повільно просочується з гарячих надр зорі до її поверхні, розташовані дещо холодніші шари газу. Відповідно до закону Кірхгофа цей газ поглинає випромінювання якраз у тих довжинах хвиль, які він має здатність сам випромінювати. Унаслідок цього на тлі неперервного спектра утворюється дискретний спектр поглинання, що складається зі спектральних ліній або смуг, які є наслідком процесів фотозбудження атомів та іонів, а також молекул. Саме дослідження спектральних ліній і дає змогу визначити хімічний склад і фізичні параметри зоряних атмосфер. Однак справа ця — досить складна, коли йдеться про аналіз спектрів атомів та іонів різних хімічних елементів, набагато складніших за спектр атома Гідрогену. І все ж, розвинуті у наш час методи дають змогу здійснити детальний аналіз спектроскопічної інформації навіть у припущенні про відсутність термодинамічної рівноваги.

8.6. Ефекти Доплера, Зеемана і Штарка

В астрофізиці широко використовують *ефект Доплера*: якщо джерело світла рухається уздовж променя зору спостерігача зі швидкістю v_r , що називають *променевою швидкістю* (загалом це є проекція просторової швидкості джерела на промінь зору спостерігача), то у разі, коли $v_r \ll c$, замість довжини хвилі λ_0 , яку випромінює джерело, спостерігач реєструє хвилю довжиною λ , так що

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v_r}{c}. \quad (8.28)$$

Променева швидкість v_r додатна під час руху джерела світла від спостерігача ($\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 > 0$) і від'ємна, якщо воно наближається до нього (тоді $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 < 0$).

Ефект Доплера використовують також для аналізу внутрішніх рухів речовини у джерелах світла.

Досліджуючи спектр небесного тіла, можна визначити наявність у нього магнітного та електричного поля. Відомо, якщо атом перебуває в однорідному магнітному полі з індукцією B , то випромінювана ним енергія у конкретній спектральній лінії з довжиною хвилі λ розподіляється між декількома компонентами лінії. У найпростішому випадку замість однієї лінії на довжині хвилі λ виникають два або три її компоненти $\lambda - \Delta\lambda$, λ , $\lambda + \Delta\lambda$, у цьому випадку кажуть, що лінія розщеплюється. Це явище розщеплення спектральних ліній у магнітному полі названо *ефектом Зеемана*. Відстань між крайніми поляризованими компонентами:

$$\Delta\lambda = \frac{\mu_B g \lambda^2 B}{2\pi\hbar c}, \quad (8.29)$$

де $\mu_B = e\hbar/2m_e = 9,274 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл — магнетон Бора, g — *фактор Ланде*, який обчислюють окремо для кожної спектральної лінії. У результаті спостережень ефекту Зеемана вдалося виміряти магнітні поля на Сонці та в багатьох інших зір.

Ефект Штарка полягає у розщепленні і зсуві рівнів енергії атомів і молекул під дією зовнішнього електричного поля. В атмосферах зір цей ефект виникає, зокрема, під час проходження зарядженої частинки біля атома, що поглинає (або випромінює) світло. Виміри зумовленого ефектом Штарка розширення спектральної лінії дають змогу визначити концентрацію заряджених частинок в атмосферах зір.

8.7. Газові закони

У процесі досліджень зір і туманностей використовують закони фізики, якими описується газоподібний стан речовини, — *рівняння стану*, *розподіл Максвелла* тощо.

Рівняння стану. Для дослідження атмосфер більшості зір і міжзоряного середовища використовують рівняння стану *ідеального газу* (*рівняння Клапейрона–Менделєєва*). Ідеальним називають газ, для якого енергія взаємодії між частинками нехтовно мала порівняно з їх кінетичною енергією. У рівнянні стану ідеального газу тиск P , температура T і густина ρ зв'язані між собою так:

$$P = \frac{kT}{\mu m_{\text{H}}} \rho, \quad (8.30)$$

де m_{H} — маса атома Гідрогену (яка практично дорівнює масі протона), μ — середня відносна молекулярна маса речовини.

Для практичного використання (8.30) необхідно знати значення μ , яке залежить від хімічного складу зоряного газу. Повна кількість частинок газу в одиниці об'єму дорівнює сумі кількості ядер атомів різних хімічних елементів та кількості вільних електронів. Якщо позначити масову частку елемента з атомним номером i через x_i , частку іонів i -го елемента, які перебувають у стадії j -кратної іонізації, через y_{ij} , масу ядра атома з номером i через m_i ($m_i \approx A_i m_p$, де A_i — атомна маса у а. о. м., m_p — маса протона), то можна записати вираз для концентрації іонів i -го хімічного елемента в j -ій стадії іонізації:

$$n_{ij} = \frac{x_i \rho y_{ij}}{m_i}. \quad (8.31)$$

В астрофізиці прийнято позначати нейтральні атоми римською цифрою I, однократно іонізовані — II, двократно іонізовані — III і т. д. Наприклад, HI — це нейтральний Гідроген, HII — іонізований Гідроген, CIV — трикратно іонізований атом Карбону (з атомної оболонки відірвано 3 електрони), FeXXIV — іон Феруму у 23-й стадії іонізації (тобто атом Феруму, від якого відірвано 23 електрони). Для нейтрального атома приймають $j = 0$; для іонів: $j = 1, 2, 3$ і т. д. Для певного хімічного елемента з номером i ступінь іонізації може змінюватися від $j = 1$ до $j = i$, тобто найвища стадія іонізації визначається максимальною кількістю електронів в атомній оболонці. Для атома Гідрогену — це стадія II, для Гелію — III, Літію — IV і т. д. Наприклад, для атома Гелію (HeI, $i = 2, j = 0$) можливими є наступні стадії іонізації — перша HeII ($j = 1$) і друга — HeIII ($j = i = 2$). Відповідно: y_{20} — це частка атомів Гелію, які за даної температури перебувають в нейтральному стані, y_{21} — у стані однократної іонізації, y_{22} — двократної (максимальної для даного елемента) іонізації. Зрозуміло, що $y_{20} + y_{21} + y_{22} = 1$. Якщо весь Гелій перебуває в нейтральному стані:

$y_{20} = 1, y_{21} = y_{22} = 0$. У разі повної іонізації $y_{20} = y_{21} = 0, y_{22} = 1$. У проміжному випадку всі три частки відмінні від нуля.

Для концентрації електронів, що виникають внаслідок іонізації різних атомів, матимемо

$$n_e = \sum_i \sum_{j=1}^i j n_{ij}. \quad (8.32)$$

Повна концентрація частинок газу:

$$n = \sum_i \frac{x_i \rho}{m_i} \sum_{j=0}^i (1+j) y_{ij}. \quad (8.33)$$

За визначенням, відносна молекулярна маса дорівнює відношенню кількості важких частинок (нуклонів) в одиниці об'єму до повної концентрації частинок газу (з урахуванням електронів, якщо газ частково, або повністю іонізований):

$$\mu = \frac{\rho/m_p}{n} = \left(\sum_i \frac{x_i}{A_i} \sum_{j=0}^i (1+j) y_{ij} \right)^{-1}. \quad (8.34)$$

Розглянемо приклад. Плазма складається з Гідрогену ($x_1 = X$), Гелію ($x_2 = Y$) та інших атомів з масою, більшою ніж у Гелію ($x_3 = Z$). У випадку повної іонізації атомів кожний атом Гідрогену втрачає один електрон, кожний атом Гелію — два електрони. Кількість електронів, що їх втрачають важчі атоми внаслідок їх повної іонізації, приблизно у два рази менша від їхньої атомної маси (наприклад, маса атома Карбону $A = 12$ а. о. м., електронів же в оболонці — 6; для важчих атомів це відношення може дещо відрізнятись від двох). Тоді

$$\mu \approx \left(\frac{X}{1} \cdot (1+1) \cdot 1 + \frac{Y}{4} (1+2) \cdot 1 + \frac{Z}{2} \right)^{-1} = \left(2X + \frac{3}{4}Y + \frac{Z}{2} \right)^{-1}. \quad (8.35)$$

Як правило, за високих температур, що є в надрах зір, речовина повністю іонізована і формула (8.35) дає цілком задовільну оцінку μ . За досить низьких температур, які типові для зоряних атмосфер, іонізація є неповною і визначення середньої відносної молекулярної маси для складної суміші атомів та іонів різних хімічних елементів значно ускладнюється. Основні труднощі тут виникають з розрахунком величин y_{ij} для всіх хімічних елементів, які наявні у плазмі.

Для Сонця вміст Гідрогену за масою $X = 0,70$, Гелію $Y = 0,28$ та $Z = 0,02$. Тож для сонячних надр $\mu \approx 0,62$.

Якщо взаємодія частинок газу істотно впливає на його фізичні властивості (це відбувається, коли середня відстань між частинками стає порівнянною з їх де-бройлівською довжиною хвилі), то такий газ називають *виродженим*. Тиск виродженого газу не залежить від його температури. Ця обставина відіграє важливу роль на заключних етапах еволюції зір, коли суттєве збільшення густини в їх надрах перетворює ідеальний газ електронів на вироджений. Для опису нерелятивістського виродженого електронного газу використовують таке рівняння стану:

$$P = K_1 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{\frac{5}{3}}, \quad (8.36)$$

де

$$K_1 = \frac{(3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \hbar^2}{5 m_e m_p^{\frac{5}{3}}} = 1,002 \cdot 10^7 \left(\frac{\text{Н} \cdot \text{М}^3}{\text{кг}^{\frac{5}{3}}} \right).$$

Тут μ_e — кількість нуклонів, що припадають на один електрон, $\hbar = h/2\pi$.

У випадку релятивістського виродження електронів (коли їх швидкості вже не є малими порівняно зі швидкістю світла) рівняння стану набуває вигляду:

$$P = K_2 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{\frac{4}{3}}, \quad (8.37)$$

де

$$K_2 = \frac{(3\pi^2)^{\frac{1}{3}} \hbar c}{4 m_p^{\frac{4}{3}}} = 1,2 \cdot 10^{10} \left(\frac{\text{Н} \cdot \text{М}^2}{\text{кг}^{\frac{4}{3}}} \right).$$

Саме тиск виродженого електронного газу підтримує стабільність зір — білих карликів (див. підрозділ 16.2), в яких густина сягає значень понад 10^8 кг/м^3 . За ще більшої густини процес виродження охоплює і важчі частинки газу, наприклад, нейтрони. З вироджених нейтронів складаються нейтронні зорі (див. підрозділ 16.3).

Розподіл частинок за швидкостями. Як видно з рівняння (8.26), частота кванта світла, випроміненого, наприклад, у бальмерівському континуумі внаслідок рекомбінації електрона на другий енергетичний рівень, залежить від попереднього значення швидкості цього електрона у вільному стані. Аналіз показує, що частинки газу, який за заданої температури

T перебуває в стані термодинамічної рівноваги, мають різні швидкості v — від нульової до дуже значних. Сам же розподіл частинок газу за швидкостями описують формулою Максвелла:

$$\frac{dN}{N} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv, \quad (8.38)$$

де dN — кількість частинок (із загальної кількості N), що мають швидкості в інтервалі від v до $v + dv$, m — маса частинки. З рис. 8.5 видно, що розподіл частинок за швидкостями істотно залежить від температури. Найбільше частинок рухається зі швидкістю v^* , що відповідає максимуму кривої розподілу. Цю швидкість називають найімовірнішою. Її числове значення знаходять за формулою:

$$v^* = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \quad (8.39)$$

Маса частинки $m = \mu m_{\text{H}}$, причому маса атома Гідрогену $m_{\text{H}} = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг. Для нейтрального Гідрогену за $\mu = 1$ і $T = 6000$ К маємо $v^* = 10$ км/с.

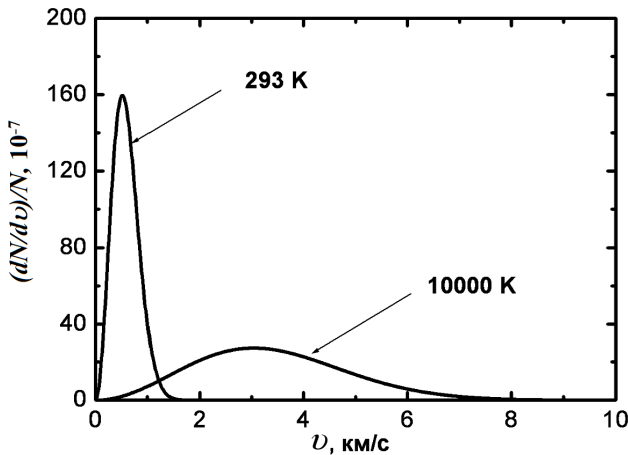


Рис. 8.5. Розподіл атомів Фтору за швидкостями за температур 293 К і 10 000 К; по осі абсцис відкладені швидкості частинок газу, по осі ординат — кількість частинок, що мають певну швидкість за даної температури, нормовану на повну кількість частинок Фтору

Статистичний розподіл Максвелла встановлюється внаслідок зіткнень частинок, в яких довжина вільного пробігу $l \approx 1/(n\sigma)$, де n — концентрація частинок, σ — ефективний переріз взаємодії двох частинок (для грубої

оцінки його можна прийняти таким, що дорівнює площі перерізу частинки). *Типовий час пробігу* частинки між зіткненнями $t \approx l/v^* \approx 1/(n\sigma v^*)$.

Зокрема, в умовах сонячної атмосфери за $n = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ і $T = 5770 \text{ К}$ для атомів Гідрогену $l \approx 1 \text{ см}$ і $t \approx 10^{-6} \text{ с}$. В умовах міжзоряного середовища $n = 10^6 \text{ м}^{-3}$, $T \approx 60 \text{ К}$, $l \approx 10^{14} \text{ м}$ і $t \approx 3000 \text{ років}$.

Формула Больцмана. У зоряних атмосферах упродовж багатьох мільйонів років підтримується певна динамічна рівновага між кількістю збуджених і незбуджених, іонізованих і нейтральних атомів. За кожен одиницю часу відбувається збудження на вищі рівні та іонізація певної кількості атомів і стільки ж за той самий час — рекомбінацій та переходів з вищих рівнів на нижчі. Відносну кількість атомів в одиниці об'єму, що перебувають в енергетичних станах m і n , визначають за *формулою Больцмана*:

$$\frac{n_m}{n_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{\epsilon_{nm}}{kT}}. \quad (8.40)$$

Тут g_m і g_n — статистична вага атома у відповідному енергетичному стані, ϵ_{nm} — різниця енергій для рівнів m і n .

У найпростішому випадку для атома Гідрогену ця формула має вигляд:

$$\frac{n_m}{n_1} = m^2 e^{-\frac{\epsilon_{1m}}{kT}}, \quad (8.41)$$

де n_1 — кількість атомів в одиниці об'єму, що перебувають на основному, першому рівні. Тут враховано, що статистична вага для атома Гідрогену визначається номером енергетичного рівня: $g_m = 2m^2$. Зокрема, за температури $T = 5770 \text{ К}$, типовій для сонячної атмосфери, $n_2 \approx 5 \cdot 10^{-9} n_1$, тобто відносна кількість збуджених атомів Гідрогену нехтовно мала, отже, атоми Гідрогену практично всі перебувають в основному стані.

Формула Саха. Кількість атомів певного хімічного елемента, що перебувають у стані іонізації за даної температури T і концентрації частинок газу n , визначають за *формулою Саха*. Вона пов'язує між собою концентрацію атомів, які перебувають у сусідніх j -ій і $(j+1)$ -ій стадіях іонізації і електронну концентрацію n_e з температурою:

$$\frac{n_{j+1}}{n_j} n_e = 2 \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \frac{U_{j+1}}{U_j} e^{-\frac{\chi_j}{kT}}. \quad (8.42)$$

У цій формулі m_e — маса електрона, k і h — сталі Больцмана і Планка відповідно, χ_j — потенціал іонізації атома, який перебуває у j -ій стадії іо-

нізації, U_j і U_{j+1} — так звані суми по станах для атомів у j -ій і $j+1$ -ій стадіях іонізації відповідно. Для розрахунку суми по станах використовують наступну формулу:

$$U_j = \sum_m g_m e^{-\frac{\epsilon_m}{kT}}, \quad (8.43)$$

де ϵ_m — потенціал збудження m -го енергетичного рівня атома у j -ій стадії іонізації, g_m — статистична вага цього рівня, а сама сума береться по усіх енергетичних рівнях.

Для чисто гідрогенової плазми, що перебуває в стані термодинамічної рівноваги, формула Саха набуває вигляду:

$$\frac{x^2}{1-x} = \frac{2,4 \cdot 10^{21}}{n} T^{3/2} e^{-\frac{157680}{T}}, \quad (8.44)$$

де $x = n_e/n$ — ступінь іонізації Гідрогену; $n = n_n + n_p$ — повна кількість частинок Гідрогену в одиниці об'єму; n_n — кількість неіонізованих атомів Гідрогену, а n_p — кількість іонів (у цьому випадку — протонів). Враховано також, що для чисто гідрогенової плазми концентрація вільних електронів n_e точно дорівнює концентрації протонів.

Для сонячної атмосфери за $T = 5770$ К і типовому значенні концентрації атомів $n = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ одержимо $n_p = 0,0004n$. Отже, тут Гідроген практично неіонізований. У глибших шарах зорі, де температура швидко підвищується, кількість іонізованих атомів істотно зростає.

Температуру, що є у формулі (8.38), називають *кінетичною температурою* частинок $T = T_k$. Якщо ж під частинками розуміють електрони, — то *електронною температурою* T_e . Температуру в рівняннях Больцмана і Саха — відповідно *температурою збудження* T_z і *температурою іонізації* T_i , а параметр T у формулі Планка — *температурою випромінювання* T_b . У кожному зі згаданих тут рівнянь вона є параметром, який доводиться визначати зі спостережень.

Стан, за якого $T_k = T_z = T_i = T_b$, названо *повною термодинамічною рівновагою*. Якщо однакові лише перші три значення, то говорять про *локальну термодинамічну рівновагу*.

8.8. Основи спектрального аналізу та його результати

У спектрах переважної більшості зір на тлі неперервного спектра наявні лінії поглинання (рис. 8.6). Інтенсивність (потік) випромінювання в лініях поглинання менша, ніж у сусідніх ділянках неперервного спектра. На рис. 8.7 зображений *профіль лінії поглинання*. Лінію поглинання харак-

теризують *шириною* $\Delta\lambda$ на половинній інтенсивності, положенням центра лінії λ_0 , *інтенсивністю* $I(\lambda_0)$, або *потокком* $F(\lambda_0)$ випромінювання в центрі лінії та *еквівалентною шириною* W_λ , що вимірюється площею, охопленою профілем лінії. Усі ці параметри якнайстаранніше досліджуються для кожної з ліній, наявних у спектрі будь-якого небесного світила.

Внутрішні частини лінії називають *ядром лінії*, зовнішні — *крилами*. Уведено також поняття *залишкової інтенсивності* r_λ як відношення інтенсивності I_λ (або потоку), що спостерігається на довжині хвилі λ , до інтенсивності I_λ^0 (або потоку) неперервного спектра, знайденої шляхом інтерполяції до цієї ж довжини хвилі: $r_\lambda = I_\lambda / I_\lambda^0$.

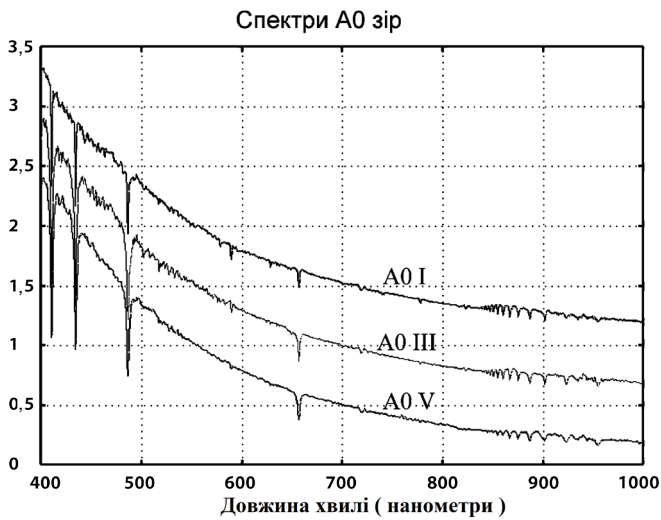


Рис. 8.6. Регістрація розподілу потоку випромінювання з довжиною хвилі у видимій і ближній інфрачервоній частині спектра зір спектрального класу A0

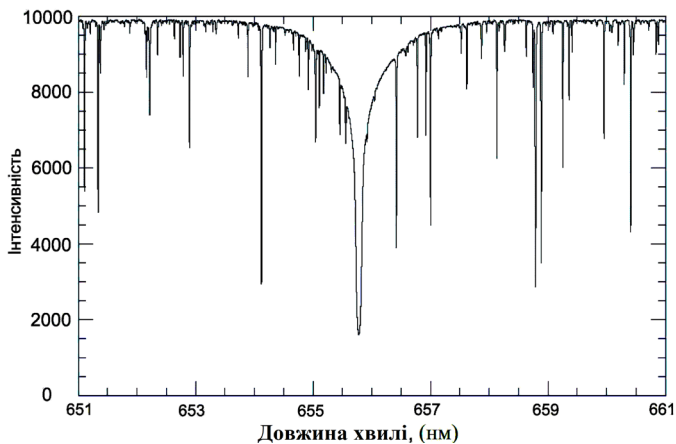


Рис. 8.7. Профіль лінії поглинання Na у спектрі Сонця

З теорії випливає, що якби атоми зоряної атмосфери не взаємодіяли один з одним і були нерухомими, то ширина спектральної лінії в оптичному діапазоні не перевищувала б $\Delta\lambda \approx 10^{-5}$ нм. Однак їхні реальні ширини у тисячі разів більші.

Найважливішим ефектом, який призводить до розширення спектральної лінії, є ефект теплового руху атомів. Атоми в атмосфері зорі рухаються з різними швидкостями відповідно до розподілу Максвелла (8.38). Якщо атом рухається зі швидкістю v до спостерігача, то завдяки ефекту Допплера під час переходу електрона з n -го рівня на m -й поглинається квант енергії з довжиною хвилі $\lambda = \lambda_0 - \frac{v}{c}\lambda_0$, а якщо атом рухається від спостерігача, — з довжиною хвилі $\lambda = \lambda_0 + \frac{v}{c}\lambda_0$. Фотони з довжиною хвилі λ_0 поглинають лише ті атоми, які в цей момент нерухомі або рухаються перпендикулярно до потоку квантів.

За певної температури T рух атомів в атмосфері зорі можна характеризувати найімовірнішою швидкістю (8.39). Зміщення $\Delta\lambda_D$, що відповідає цій швидкості v^* , визначає ширину лінії:

$$\Delta\lambda_D = \lambda - \lambda_0 = \frac{\lambda_0}{c} v^* = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (8.45)$$

яку називають *доплерівською шириною спектральної лінії*. Вимірявши її, за формулою (8.45) обчислюють кінетичну температуру газу в атмосфері зорі.

Істотним є також ефект розширення енергетичних рівнів атомів унаслідок їх взаємодії один з одним і з вільними електронами (ефект Штарка). Він тим більший, чим більша концентрація частинок.

Обидва ці ефекти суттєво впливають на еквівалентну ширину лінії W_λ , але вирішальну роль тут відіграє кількість атомів, що поглинають кванти, того хімічного елемента, якому належить досліджувана лінія. Як приклад, на рис. 8.8 показана зміна профілю і площі, охопленої профілем спектральної лінії, яка належить однократно іонізованому Силіцію. Профіль цієї лінії був синтезований для моделі атмосфери зорі з ефективною температурою 10 000 К і прискоренням вільного падіння на поверхні 177,83 м/с². Найглибший профіль (найбільша еквівалентна ширина лінії) відповідає нормальному вмісту Силіцію. Зменшення еквівалентної ширини лінії було досягнуто шляхом поетапного (у 3,16 рази) зниження концентрації атомів Силіцію, що поглинають.

Узявши до уваги всі механізми розширення ліній та проаналізувавши набір ліній досліджуваних хімічних елементів, шляхом математичного моделювання визначають кількість атомів окремих хімічних елементів у зоряній атмосфері, а, отже, визначають її *хімічний склад*.

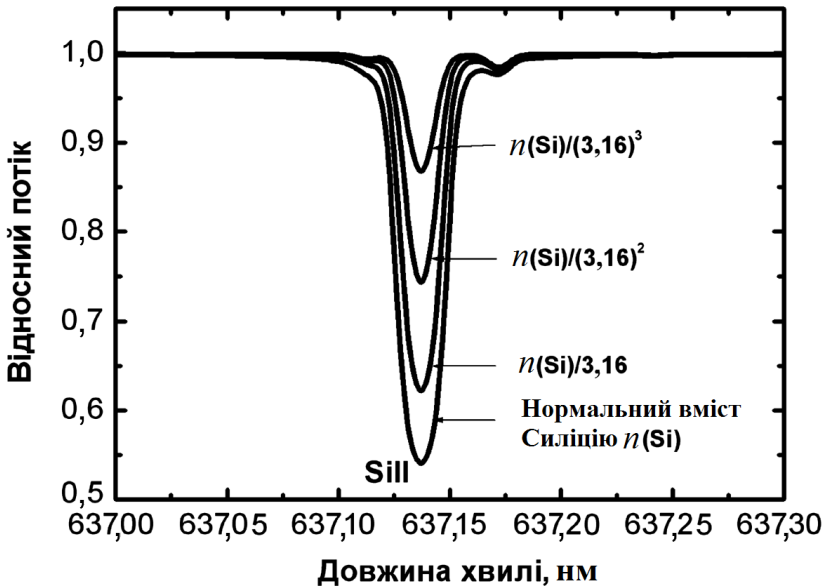


Рис. 8.8. Залежність форми профілю спектральної лінії від кількості частинок, які поглинають. Потік в довжинах хвиль лінії розрахований відносно потоку для неперервного спектра

8.9. Нетеплові механізми випромінювання

Упродовж майже ста років астрофізика базувалася на припущенні, за яким спостережуване випромінювання генерується тепловими механізмами — переходами електронів у полі атомних ядер. Однак у середині ХХ ст. виявилось, що в галактичних просторах є джерела енергії, випромінювання яких у той спосіб пояснити не можна. Наприклад, якщо випромінювання теплове, то інтенсивність його у довгохвильовій частині спектра змінюється з частотою відповідно до закону Релея–Джинса (8.3), тобто чим більша довжина хвилі λ , тим меншою мала би бути зареєстрована інтенсивність: у розрахунку на одиничний інтервал довжин хвиль $\Delta\lambda = 1$ нм мало би бути $I_\lambda \propto 1/\lambda^4$.

Тим часом, наприклад, перші спостереження Юпітера в радіодіапазоні виявили, що на довжині хвилі 70 см він випромінює в 60 разів більшу енергію, ніж на довжині $\lambda = 10$ см. Наочним є і розподіл енергії у спектрі Крабоподібної туманності з сузір'я Тельця (рис. 8.9). «Аномальний» розподіл енергії спостерігають і в спектрах багатьох так званих активних галактик і квазарів (див. розділ 22). Тому й виникла потреба в процесі інтерпретації таких даних вдаватися до *нетеплових* видів випромінювання. Тут коротко опишемо кілька механізмів такого випромінювання.

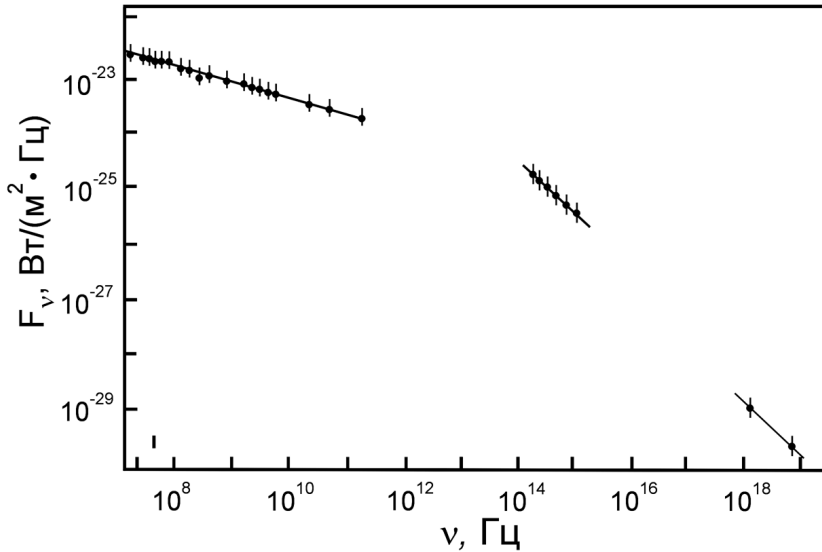


Рис. 8.9. Розподіл енергії в спектрі Крабоподібної туманності (по осі ординат відкладений потік, зареєстрований біля поверхні Землі)

Синхротронне випромінювання. Синхротронним випромінюванням називають електромагнітне випромінювання *релятивістських* електронів, що рухаються з прискоренням криволінійними траєкторіями в магнітних полях. Якщо вектор швидкості вільного електрона є перпендикулярним до силової лінії магнітного поля, то після входження в магнітне поле він починає рухатися по коловій траєкторії навколо силової лінії. Радіус такої траєкторії залежить, зокрема, від індукції магнітного поля: чим більша індукція, тим менший радіус. У загальному випадку, коли кут між вектором швидкості електрона і напрямком лінії поля менший від 90° , рух зарядженої частинки відбувається по гвинтовій лінії навколо силової лінії. Нагадаємо, що тут у кожен момент часу частинка, яка рухається зі швидкістю, близькою до швидкості світла c , випромінює енергію у вузькому конусі в напрямку своєї миттєвої швидкості. Спостереження показують, що в космічному просторі розподіл електронів за енергіями E можна записати як:

$$dN(E) = KE^{-\gamma}(mc^2)^{\gamma-1} dE, \quad (8.46)$$

де $dN(E)$ — кількість релятивістських електронів, що мають енергію в інтервалі від E до $E+dE$; K і γ — сталі. Інтенсивність сумарного випромінювання електронів пов'язана з індукцією B магнітного поля і частотою ν так:

$$I_\nu = \text{const} \cdot B^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (8.47)$$

Зі спостережень випливає, що $\gamma \approx 2,6$ і, отже, $I_\nu \propto \nu^{-0,8}$, тоді як за законом Релея–Джинса $I_\nu \propto \nu^2$.

Комптонівське розсіювання Під час зіткнення фотона з електроном між ними може відбутися обмін енергією та імпульсом. Цей процес названо *комптонівським розсіюванням*. Якщо при цьому електрон отримує енергію, а фотон її втрачає, то це прямий *ефект Комптона*. Якщо ж фотон збільшує свою енергію за рахунок енергії електрона, — процес називають *зворотним комптон-ефектом*.

Нехай ν_0 — початкова частота фотона, E — енергія релятивістського електрона. З теорії комптонівського розсіювання випливає, що частота фотона може збільшуватися до значення:

$$\nu = 2\nu_0 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \gg \nu_0. \quad (8.48)$$

Отже, якщо на шляху низькочастотних квантів трапляється хмара релятивістських електронів, то спостерігач зареєструє інтенсивне джерело видимого і навіть рентгенівського випромінювання. Якщо розподіл електронів описується співвідношенням (8.46), то залежність інтенсивності випромінювання від частоти буде такою самою, як і для синхротронного випромінювання: $I_\nu \propto \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}$. Тому для з'ясування справжньої природи джерела потрібні додаткові дослідження, зокрема поляризації випромінювання.

Розсіювання плазмових хвиль на релятивістських електронах. У космічних умовах в іонізованому газі можливі різноманітні хвильові рухи — поздовжні і поперечні плазмові хвилі. Серед них важливу роль відіграють *поздовжні плазмони*. Вони подібні до звичайних звукових хвиль тим, що збудження електронної густини складається зі згущень і розріджень. Однак саме збудження передається не зіткненням частинок, як це відбувається у звуковій хвилі, а взаємодією електричних полів. Розсіювання поздовжніх плазмонів на релятивістських частинках призводить до генерації електромагнітного випромінювання. Як впливає з теоретичного аналізу,

$$I_\nu \propto \nu^{-\frac{\gamma+3}{\sqrt{2}}}.$$

Кривотраєкторне (згинне) випромінювання виникає під час руху заряджених частинок уздовж викривлених магнітних силових ліній. Воно відрізняється від синхротронного тим, що радіус кривини траєкторії частинки залежить від геометрії магнітного поля і не залежить від енергії частинки. Тому потужність згинного випромінювання зі збільшенням цієї енергії зростає швидше, ніж за синхротронного.

Перехідне випромінювання. Як виявилось, в процесі переходу електрона, що рухається рівномірно, з одного середовища в інше (наприклад, з

вакууму в пилову частинку, а потім з частинки у вакуум) створюване ним електромагнітне поле перебудовується і виникає електромагнітне випромінювання. Енергія висвічується практично в напрямку миттєвої швидкості електрона, а енергія електрона зменшується удвічі після багатьох мільйонів його зіткнень з пилинкою. Характерною особливістю перехідного випромінювання є монотонне і надто повільне зменшення інтенсивності випромінювання під час переходу від максимуму в бік довгих хвиль.

Усі ці та й інші, досі, можливо, ще невідомі механізми, і призводять до великого розмаїття спостережуваних спектральних даних, про що йдеться у наступних розділах.

Розділ 9

ТЕЛЕСКОПИ

9.1. Загальні характеристики телескопів

Упродовж близько двох тисяч років астрономи визначали положення світил на небесній сфері і оцінювали їхній блиск неозброєним оком. З фізіологічної точки зору будова ока надзвичайно складна. Для фізика ж око — простий оптичний прилад. Його головною складовою частиною є *кришталік* — склоподібне тіло, здатне змінювати свою товщину, діаметр і кривину. Кришталік подібний до лінзи зі змінною фокусною відстанню. Діаметр вхідного отвору — *зіниці* — може змінюватися у 10 разів, тим самим регулюється світловий потік, що потрапляє в око. Кришталік буде зображення предметів на дні очного яблука, на сітківці.

Після тривалого перебування у повній темряві, коли настає *темнова адаптація*, візуально можна зареєструвати потоки світла, що йдуть від зір приблизно 6–7 зоряної величини. Отже, якби не потужні телескопи, ніколи не були б виявлені і досліджені мільйони, мільярди далеких зір і галактик, а наше уявлення про навколишній Всесвіт було б надто убогим.

Образно кажучи, початковим завданням телескопа було збільшити площу зіниці ока, щоб збільшити кількість квантів, які потрапляють на сітківку. Тому передусім телескоп можна характеризувати *діаметром вхідного отвору D* (діаметром *об'єктива* — лінзового або дзеркального) або *апертурою* (від лат. *apertura* — отвір).

Другою важливою характеристикою телескопа є *фокусна відстань F* об'єктива. Відношення:

$$A = D/F \quad (9.1)$$

називають *відносним отвором*, а величину A^2 — *геометричною світло-силою* об'єктива. Від неї залежить освітленість у фокальній площині, яку створює протяжний об'єкт.

Величину, обернено пропорційну відносному отвору, називають *відносним фокусом*: $V = 1/A$. В закордонній літературі її позначають літерою N . Іноді використовують поняття *оптичної сили* $\varphi = 1/F$, яку вимірюють у *діоптріях*, якщо фокусна відстань надана у метрах. Оптичну силу в одну діоптрію має лінза з фокусною відстанню в один метр. Найбільш контрастним і якісним зображення буде тоді, коли фокусна відстань окуляра (виражена у мм) є удвічі більшою за відносний фокус об'єктива. В залежності від спрямованості астрономічних задач, для виконання яких був збудований телескоп, відносний отвір можна варіювати у досить широких межах.

Найпростіший телескоп для візуальних спостережень складається з *об'єктива* (лінзового, дзеркального або дзеркально-лінзового) і *окуляра*. Об'єктив будує зображення певного об'єкта (наприклад, Місяця чи планети) або ділянки зоряного неба у фокальній площині. Окуляр, який виконує роль лупи, дає змогу наблизитися до зображення цього об'єкта ближче, ніж на відстань найліпшого бачення (25 см), і розглядати його під більшим кутом зору.

Тому, якщо розглядати в телескоп дві зорі, які на небі перебувають на кутовій відстані α одна від одної, а окуляр має фокусну відстань f , то зорі буде видно на кутовій відстані:

$$\beta = \frac{F}{f} \alpha = \Gamma \alpha. \quad (9.2)$$

Відношення $\Gamma = F/f$ — *кутове збільшення телескопічної системи*. Його записують як число з навскісним хрестом у вигляді індексу справа зверху, наприклад 70^\times , 250^\times .

Здатність телескопа розділяти дві світні точки характеризують *роздільною здатністю*. Внаслідок того, що з хвильового фронту електромагнітного випромінювання, яке надходить від джерела світла, об'єктивом телескопа вирізається обмежена область, у фокальній площині телескопа утворюється складна дифракційна картина — яскравий диск, оточений темними і світлими кільцями (картина Ері — Дж. Б. Ері, Велика Британія). Кутовий радіус центрального диска (диска Ері):

$$\alpha = 1,22\lambda/D, \quad (9.3)$$

де кут α вимірюють у радіанах. Переходячи до секунд дуги, для видимих довжин хвиль за $\lambda = 550 \text{ нм} = 0,000055 \text{ см}$ обчислюємо:

$$\alpha'' = 14/D, \quad (9.4)$$

де D виражено у см.

Сьогодні роздільну здатність телескопів визначають за найбільш поширеним *критерієм Релея* (Дж.У. Стретт — лорд Релей, Велика Британія). Він полягає в тому, що дві світні точки ще можна розрізнити, якщо центральний максимум (центр диска Ері) дифракційного зображення другої точки буде припадати на перший мінімум (перше темне кільце) дифракційного зображення першої точки і навпаки. Тому роздільна здатність за критерієм Релея і визначається радіусом центрального диска (9.3). Якщо ж кутова відстань між двома точками буде меншою за α , то їхні дифракційні диски так тісно розташуються у фокусі телескопа, що їх не можна буде розрізнити.

Роздільну здатність ока оцінюють в 1', телескопа ж з діаметром об'єктива $D = 10\text{ м}$ — близько 0,01". Щоправда, наведений вище вираз для роздільної здатності дає *теоретичну* оцінку α'' ; на практиці ж для телескопів, що працюють на поверхні Землі, ця величина через турбулентність атмосфери не досягається. Гранична величина зорі m_r , яку ще видно в телескоп у зеніті, визначає його *проникну силу*. Загалом для телескопа з діаметром вхідного отвору D її можна знайти за формулою:

$$m_r \approx 7,0^m + 5 \lg D, \quad (9.5)$$

якщо D вимірюють у сантиметрах.

Вираз (9.5) отримують, застосовуючи формулу Погсона:

$$m_r - m_0 = 2,5 \lg \frac{E_0}{E_r} = 5 \lg \frac{D}{d},$$

де m_0 — зоряна величина тієї самої зорі, коли її спостерігають неозброєним оком, d — діаметр зіниці ока. Припускаючи $m_0 = 6^m$ і $d = 0,6\text{ см}$, дістаємо (9.5).

Встановивши у фокальній площині телескопа фотоматеріал, або твердотільний фотоприймач — ПЗЗ (див. наступний розділ), можна отримати знімок ділянки неба. І тут характеристикою телескопа є масштаб зображення. Якщо кутова відстань між двома об'єктами на небі α , то їй відповідає лінійна відстань на поверхні фотоприймача:

$$l = \frac{F}{57,3^\circ} \alpha^\circ \quad \text{або} \quad l = \frac{F}{206265''} \alpha'', \quad (9.6)$$

де F і l зазвичай вимірюють в міліметрах. Масштаб зображення (тобто, кількість кутових одиниць, що припадає на лінійну одиницю — α/l) визначають так:

$$\xi = \frac{3438'}{F} (\text{"/мм}) \quad \text{або} \quad \xi = \frac{206265''}{F} (\text{"/мм}). \quad (9.7)$$

Наприклад, якщо два об'єкти на небі перебувають на кутовій відстані $2''$ один від одного, то об'єкти з фокусною відстанню 5 м, «розведе» їх зображення у фокальній площині приблизно на 0,05 мм.

Якщо в телескопічній системі використовують кілька дзеркал, то говорять про її *еквівалентну фокусну відстань*. Чисельно вона дорівнює фокусній відстані простої системи (одного дзеркала), за якої лінійні масштаби зображень обох систем у фокальній площині однакові.

Для зручності під час спостережень за світилами, які змінюють своє положення відносно спостерігача внаслідок добового обертання небесної сфери, телескоп встановлюють на спеціальне *монтування*. Сучасне телескопічне монтування — це електронно-механічна система, що забезпечує можливість наведення труби телескопа на довільну ділянку неба і повертання труби услід за світилом. Виділяють кілька типів монтувань (рис. 9.1), кожне з яких має дві взаємно перпендикулярні осі. В *азимутальному монтуванні* (1) одна з осей вертикальна (a), друга (b) горизонтальна. В *екваторіальному монтуванні* (2–5) одна вісь спрямована на полюс світу (*полярна вісь*, v), друга лежить у площині небесного екватора (*вісь схилень*, z). Порівняно невеликі телескопи встановлюють на *німецькому монтуванні* (2). В *англійському монтуванні* полярна вісь закріплена обома кінцями (3), причому іноді її виготовляють у вигляді чотирикутної рами, усередині якої закріплена сама труба (4). В *американському або вилковому монтуванні* (5) рама закріплена лише одним кінцем.

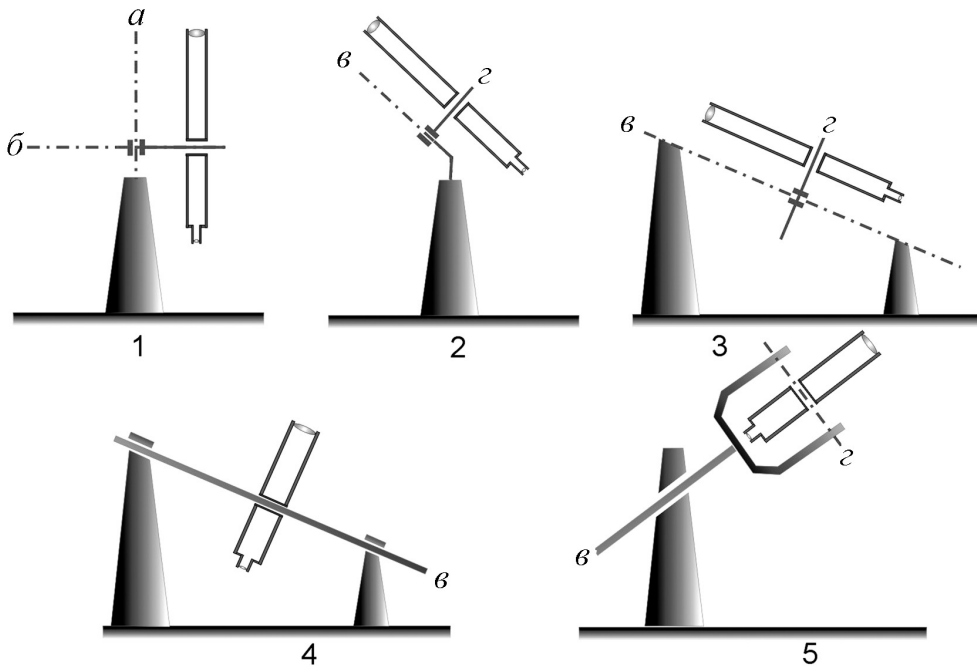


Рис. 9.1. Схеми типів монтування телескопів

В азимутальному монтуванні, повертаючи трубу телескопа навколо вертикальної осі, визначають азимут A світила, а повертаючи трубу навколо горизонтальної осі, — його кутову висоту над горизонтом h . В екваторіальному монтуванні поворот навколо осі світу забезпечує відлік годинного кута світила t , тоді як поворот навколо осі схилень — визначення схилення світила δ .

9.2. Системи оптичних телескопів

Сьогоднішні системи оптичних телескопів об'єднують у три групи: лінзові телескопи або *рефрактори*, дзеркальні або *рефлектори* і дзеркально-лінзові. У рефракторах роль об'єктива виконує система лінз, у рефлекторах — увігнуте (головне) дзеркало.

Перший телескоп-рефрактор побудував Галілей. Однак його оптична система мала ряд недоліків. Невдовзі Кеплер запропонував інший варіант оптичної схеми (рис. 9.2). Діаметр найбільшої з лінз телескопів Галілея — 5,8 см, збільшення — $34,6\times$. Дзеркальний телескоп Ньютона мав діаметр дзеркала усього 2,5 см.

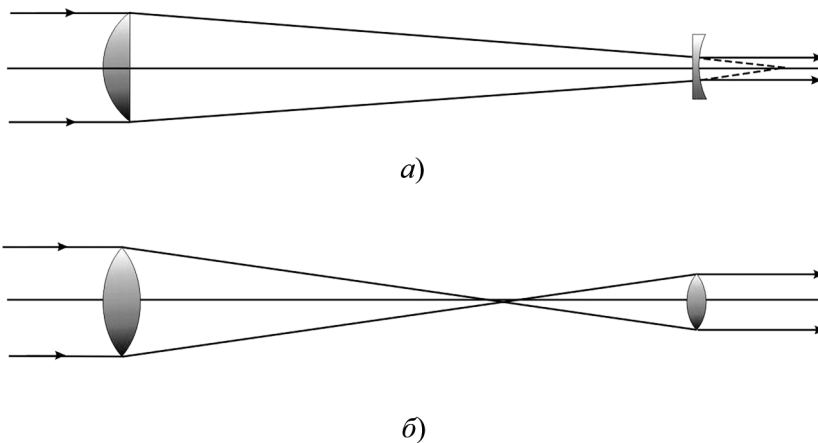


Рис. 9.2. Оптичні схеми телескопів Галілея (а) і Кеплера (б)

Оптичним телескопам властиві внутрішні недоліки — *аберації* (спотворення зображення). Передовсім це — *сферична* і *хроматична аберації*. Істотно зменшити ці недоліки вдалося лише тоді, коли розробили системи з декількох лінз, виготовлених з різних сортів скла, що мають різний коефіцієнт заломлення. Однак виникали інші труднощі, пов'язані з прогинанням лінз, оскільки в трубі телескопа вони кріпляться лише за край. Тому найбільший з існуючих у світі лінзових об'єктивів має діаметр лише 102 см (Йеркська обсерваторія, США).

На відміну від лінзових дзеркальні телескопи позбавлені хроматичної аберації. Якість рефлекторів суттєво поліпшилися після того, як почали шліфувати параболічні дзеркала (рис. 9.3). Однак тут була ще одна не менш важлива проблема. Спочатку телескопічні дзеркала виготовляли з дзеркальної бронзи, поверхня якої, свіжо відшліфована, відбивала до 90% світла, але вона надто швидко тьмяніла (буквально через кілька місяців), її коефіцієнт відбивання різко зменшувався навіть до 10% (як говорили, дзеркало «сліпло»).

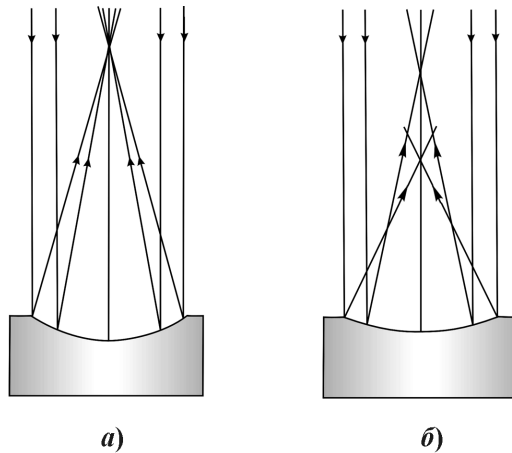


Рис. 9.3. Відбивання паралельних променів від дзеркала: а) — параболічного, б) — сферичного

Телескоп-рефлектор ніби заново народився в другій половині XIX ст., коли розробили метод зовнішнього сріблення скляних дзеркал. Свіжа срібна плівка у видимих променях відбиває до 96% видимого світла, її можна відновлювати по кілька разів. А з 1930 р. скляні дзеркала почали алюмініювати.

Залежно від поставленого завдання використовують різні оптичні системи. Наприклад, окремі ділянки неба, галактики і туманності у дзеркальних телескопах спостерігають за допомогою реєстраційних приладів безпосередньо у фокусі головного дзеркала. Для виконання інших досліджень використовують системи, що складаються з головного і допоміжного дзеркала. Найвідомішими є система Ньютонa і система Кассегрена (рис. 9.4). У другій системі головне дзеркало — увігнуте параболічне, а допоміжне — опукле гіперболічне.

Система *куде* (з фр. *coude* — ламаний) — це комбінація системи Кассегрена з кількома плоскими дзеркалами, встановленими всередині труби телескопа, завдяки яким зображення об'єкта спрямовується вздовж полярної осі та реєструється нерухомим приладом, незважаючи на зміну напрямку труби телескопа протягом експозиції. Це — важлива перевага цієї системи.

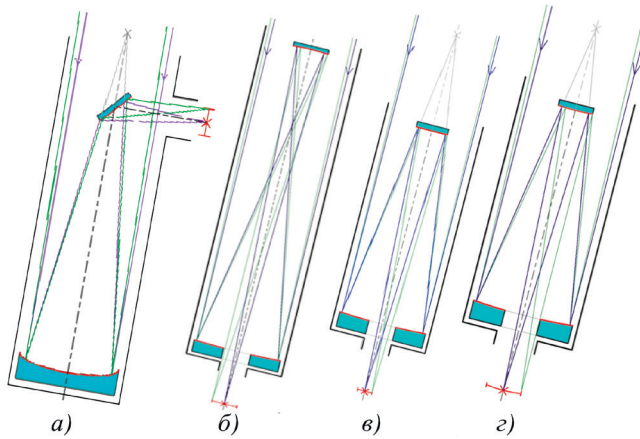


Рис. 9.4. Оптичні схеми телескопів: а) — схема Ньютона; б) — схема Грегорі; в) — схема Кассегрена; з) — схема Річі-Кретьєна

Останнім часом для побудови великих телескопів-рефлекторів успішно використовують *систему Річі-Кретьєна*. Ця система є різновидом системи Кассегрена, в якій і головне, і допоміжне дзеркало — гіперболічні. Це дає змогу істотно зменшити довжину труби телескопа, водночас збільшуючи у кілька разів його поле зору.

Окрім дводзеркальних оптичних систем (головне і одне допоміжне дзеркало) існують менш поширені три- і навіть чотиридзеркальні системи з головним і кількома допоміжними дзеркалами.

Широко застосовують дзеркально-лінзові системи Шмідта і Максutowa (рис. 9.5), а також гібридні оптичні системи. У телескопах системи Шмідта перед сферичним дзеркалом розміщують спеціальну скляну корекційну пластинку, внутрішня поверхня якої має складний розрахований профіль для усунення аберацій. У менісковій системі Д. Д. Максutowa перед фокусом дзеркала встановлюють сферичний лінзовий меніск. На його центральній частині розташоване опукле дзеркало, відбиваючись від якого промені світла змінюють свій напрямок і фокусуються позаду головного дзеркала, пройшовши через отвір у ньому.

Для того, щоб мати змогу зібрати якомога більше квантів світла від слабких космічних джерел, доводиться будувати телескопи з великою площиною поверхні головного дзеркала (з дзеркалами більшого діаметра). До початку 90-х років минулого століття оптичні телескопи з діаметром головного дзеркала D від двох до шести метрів були найпотужнішими. Виготовлення таких дзеркал було вкрай складною справою, оскільки оптичні спостереження потребують надзвичайно високої якості обробки робочої поверхні дзеркала. Тому кількість великих телескопів у світі була невеликою. Побудова телескопів наступного покоління стала можливою завдяки

вдосконаленню матеріалів і технологій. Тепер телескопічні дзеркала виготовляють не зі скла, а з кварцу і сіталу. Масу дзеркал істотно зменшено. Якщо раніше для збереження міцності дзеркала відношення його діаметра D до товщини d мало дорівнювати 5–8, то тепер, наприклад, за $D = 2$ м досягають товщини $d = 7,5$ см. Загалом же $D/d = 10\text{--}20$.

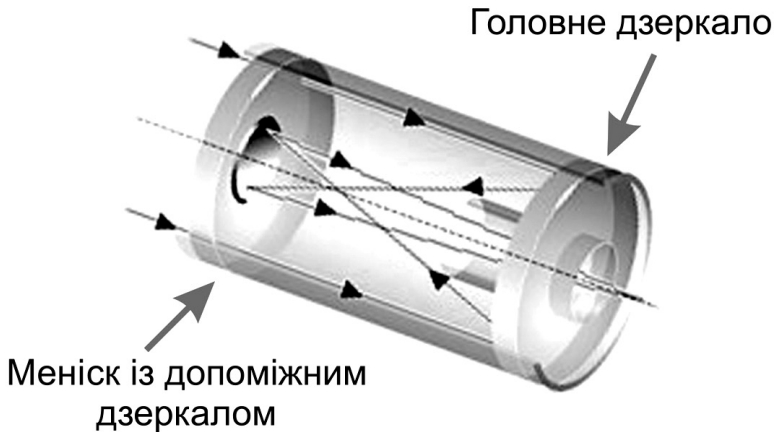


Рис. 9.5. Схема меніскової системи Максудова

Нині у світі вже налічують десятки телескопів з $D \geq 2$ м. Понад сорок мають діаметр, який перевищує 3 м. Серед них більше десяти з діаметром дзеркала від 8 до 11 м. Кількість великих телескопів, безумовно, буде зростати у наступні роки, як буде зростати і максимальний діаметр головного дзеркала. Є проекти (деякі з них вже реалізуються) оптичних телескопів з $D \approx 20\text{--}100$ м. Для того, щоб зменшити витрати на виготовлення великих телескопічних дзеркал, їх можна зробити комбінованими. Дзеркало тут складається з фрагментів гексагональної форми, підігнаних одне до одного і розташованих у формі бджолиних сотів. Наприклад, телескопи *Keck I* і *Keck II* в обсерваторії Мауна-Кеа (Гавайї) мають головні дзеркала діаметром 10 м, але кожне з них складається з 36 фрагментів згаданої форми (рис. 9.6). Існують проекти, в яких головне дзеркало складається з сегментів круглої форми.

Під час роботи телескоп повертається, а просторова орієнтація його головного дзеркала безперервно змінюється. Це, в свою чергу, спричиняє деяку його внутрішню деформацію, що впливає на якість зображення об'єкта. Такий самий ефект виникає внаслідок зміни температурного режиму упродовж спостережень. Для подолання цих проблем використовують *активну оптику*. Суть методу полягає в тому, щоб за допомогою потужного комп'ютера і системи з'єднаних з ним датчиків контролювати розподіл навантаження на зворотній поверхні головного дзеркала. У разі відхилення форми дзеркала від правильної параболічної, гіперболічної або сферичної спеціальні пристрої локального розвантаження головного дзеркала — так звані актуатори — миттєво коригують його форму.

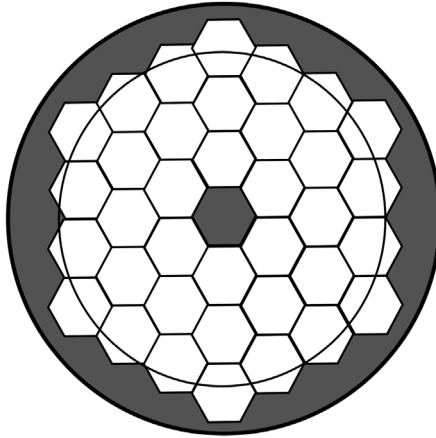


Рис. 9.6. Схематичне зображення комбінованого дзеркала одного із телескопів *Keck*

Інша проблема, яка погіршує якість наземних оптичних спостережень — це турбулентність земної атмосфери. Адже турбулентний рух повітря супроводжується безперервними локальними коливаннями густини, і, отже, коефіцієнта заломлення, а це спричиняє стохастичну зміну напрямку поширення хвильового фронту. Як наслідок, зображення об'єкта у фокусі стає нечітким. Для усунення цього недоліку застосовують *адаптивну оптику*: завдяки комп'ютерному контролю з частотою у сотні разів за секунду змінюється відповідним чином форма головного або допоміжного дзеркала, що і компенсує спотворення зображення земною атмосферою. На рис. 9.7 показано, як відрізняються між собою два зображення Сатурна, отримані звичайним способом, а також за допомогою адаптивної оптики.

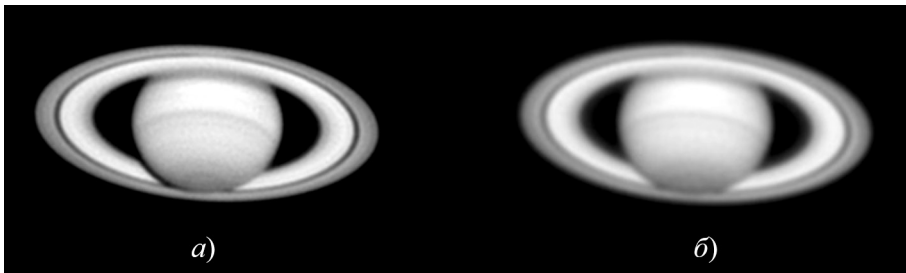


Рис. 9.7. Знімок Сатурна із Землі: *а)* — з адаптивною оптикою, *б)* — зроблений традиційним способом

Для збільшення роздільної здатності оптичні телескопи використовують в режимі когерентного *інтерферометра*. У цьому разі роздільна здатність визначається не діаметром дзеркала окремого телескопа, а відстанню між телескопами. В такому режимі можуть працювати, наприклад, телескопи *Keck I* і *Keck II* з базою інтерферометра 85 м і роздільною здатні-

стю всього кілька мілісекунд дуги. Зі ще більшою роздільною здатністю можна здійснювати спостереження за допомогою телескопів Європейської Південної Обсерваторії (ЄПО) на горі Серро-Паранал (Чилі), які об'єднані у комплекс «Дуже Великий Телескоп» (*Very Large Telescope — VLT*). Комплекс первісно складався з чотирьох окремих ідентичних телескопів з діаметром дзеркал 8,2 м. Максимальна база інтерферометра становить 130 м. Для більш ефективної роботи у режимі інтерферометра у комплекс додатково включили 4 допоміжних рухомих телескопи з апертурою 1,8 м (рис. 9.8).

Як інтерферометр може працювати і достатньо великий поодинокий телескоп, якщо отримувати зображення з надзвичайно короткою експозицією, наприклад, у кілька сотих часток секунди. На таких проміжках часу земну атмосферу можна вважати «замороженою», і тоді інтерферувати будуть світлові промені, що проходять різні турбулентні комірки. Оскільки максимальна база такого інтерферометра дорівнює діаметру дзеркала, то повне зображення у фокусі телескопа буде складатися з великої кількості дифракційно обмежених зображень об'єкта. Фур'є-аналіз таких зображень і їх спеціальна статистична обробка дає змогу визначити просторову структуру досліджуваного об'єкта. Так, зокрема, можна виявити температурні неоднорідності на поверхні окремих зір-надгігантів, або «побачити» окремі компоненти у подвійних і кратних зоряних системах. Такий метод використання поодинокого телескопа отримав назву метода *спекл-інтерферометрії*, оскільки зображення, отримані з надто короткою експозицією, мають плямистий вигляд (від англ. *speckle* — цятка).



Рис. 9.8. Комплекс «Дуже Великий Телескоп» (*Very Large Telescope*), який може працювати в режимі інтерферометра

Слід зазначити, що всупереч думкам, які висловлювалися наприкінці минулого століття, що майбутнє оптичної астрономії тільки за великими телескопами, малі телескопи з діаметром головного дзеркала 1 м і менше все ж таки знайшли свою нішу в астрономічних спостереженнях. Сьогодні такі телескопи активно використовуються, наприклад, для патрульних спостережень за кометами і астероїдами, штучними супутниками Землі, за рухом космічного брухту на геостаціонарній орбіті, метеорними явищами, а також для моніторингу фотометричної активності змінних зір. Як приклад, на рис. 9.9 показано автоматизований телескоп Астрономічної обсерваторії Одеського національного університету імені І. І. Мечникова, який було введено в експлуатацію наприкінці 2012 року. Телескоп досить активно використовується для визначення точних положень на орбітах астероїдів, кометних ядер, а також фрагментів космічного брухту.



Рис. 9.9. Автоматизований телескоп з діаметром головного дзеркала 0,8 м, встановлений на одній із спостережних станцій Астрономічної обсерваторії Одеського національного університету

9.3. Сонячні телескопи

Велика яскравість Сонця дає змогу будувати довгофокусні телескопи, які дають його зображення діаметром 50 см і навіть понад 1 м. Це потрібно для дослідження поверхні Сонця, її окремих деталей. Тому за конструк-

тивним вирішенням сонячні телескопи істотно відрізняються від зоряних.

Важливою вимогою тут є те, щоб зображення Сонця під час руху оптичної системи телескопа залишалось нерухомим. Цього досягають за допомогою *целостата*, який складається з двох плоских дзеркал — целостатного і додаткового (рис. 9.10). Целостатне дзеркало обертається навколо полярної осі з кутовою швидкістю один оберт за 48 год. Завдяки цьому відбитий ним промінь світла зберігає свій напрямок у просторі. Додаткове дзеркало спрямовує цей промінь безпосередньо у телескоп — об'єктив або дзеркало, яке встановлено нерухомо.



Рис. 9.10. Целостат сонячного телескопа

Сонячні телескопи бувають трьох типів: горизонтальні, вертикальні і полярні. Горизонтальні сонячні телескопи будувати легше. Однак таку систему можна використовувати на великих широтах, де упродовж дня ґрунт прогрівається мало, і спотворення зображення конвективними потоками порівняно незначне.

Один із найбільших баштових сонячних телескопів є в Науково-дослідницькому інституті «Кримська астрофізична обсерваторія». Тут на верхній площадці, на висоті 25 м встановлене целостатне дзеркало діаметром 120 см і допоміжне дзеркало діаметром 110 см. Сонячні промені, відбиті від додаткового дзеркала, спрямовуються через трубу вниз в оптичну систему. Головне дзеркало телескопа та два касегренівських дзеркала дають змогу отримати у фокальних площинах зображення Сонця діаметром 48 або 70 см. Телескоп оснащений різними приладами і приймальними пристроями (спектрограф, магнітограф, спектрогеліограф та ін.), які дають змогу детально вивчати окремі ділянки сонячної поверхні, вимірю-

вати їхні магнітні поля, яскравість, променеві швидкості руху газу тощо. Багато параметрів тут реєструється одночасно.

Проте отримати ідеальне зображення Сонця з поверхні Землі не можна. Тому нині сонячні телескопи піднімають у верхні шари земної атмосфери або ж виносять за її межі, зокрема, за допомогою стратостатів або орбітальних космічних обсерваторій.

Раніше сонячну корону можна було побачити лише під час повного сонячного затемнення. Тепер її спостерігають також за допомогою *позазатемнюваних коронографів*. Щоб отримати зображення корони, у фокусі однолінзового об'єктива встановлюють «штучний місяць» — круглий диск, діаметр якого дещо перевищує розмір зображення Сонця. Створюване цим диском штучне сонячне затемнення фотографують спеціальною камерою.

Для регулярних спостережень за Сонцем та дослідження процесів, що відбуваються на його поверхні, використовують *фотогеліографи і хромосферні телескопи*. Ці другі оснащені спеціальними вузькосмуговими світлофільтрами, в яких ширина смуги пропускання не перевищує 0,05 нм. Саме так, наприклад, на довжині хвилі лінії $\text{H}\alpha$ вивчають активні процеси, зокрема сонячні спалахи, що трапляються у верхніх шарах сонячної атмосфери.

9.4. Радіотелескопи і радіоінтерферометри

Радіодіапазон (з урахуванням також діапазону субміліметрового мікрохвильового випромінювання) охоплює ділянку спектра довжин хвиль від 0,3 мм до тисяч кілометрів. Через атмосферу Землі до її поверхні досить вільно доходять хвилі радіодіапазону з довжиною від 1 до 4 мм і від 8 мм до 20 м. Інтервал довжин радіохвиль, який використовується в астрономії, прийнято ділити на шість діапазонів: *декаметровий* ($\lambda > 10$ м), *метровий* ($1 \text{ м} < \lambda < 10$ м), *дециметровий* ($10 \text{ см} < \lambda < 1$ м), *сантиметровий* ($1 \text{ см} < \lambda < 10$ см), *міліметровий* ($1 \text{ мм} < \lambda < 1$ см) і *субміліметровий* ($\lambda < 1$ мм). Космічне радіовипромінювання реєструють за допомогою радіотелескопів, що істотно відрізняються між собою залежно від того, в яких діапазонах їх використовують.

Складовими частинами радіотелескопа є *антена, фідерна лінія* (електрична лінія, по якій передається енергія), *радіоприймач* та *реєстратор*. Залежно від вирішуваних проблем у радіоастрономії використовують різні типи антен: дипольні антени, параболічні рефлектори, рупори, спіралі тощо.

Найпростішим прикладом *дипольної антени* є два металеві стрижні, загальна довжина яких дорівнює половині довжини λ реєстрованої хвилі. Потрапляючи на антену, електромагнітна хвиля збуджує в ній змінний

струм, який по фідерній лінії передається у приймач. Чутливість антени істотно залежить від її орієнтації відносно хвильового фронту, що надходить. Графічне зображення цієї залежності називають *діаграмою спрямованості* антени (рис. 9.11). Наприклад, якщо диполь встановлено вертикально, то потужність сигналу буде найбільшою тоді, коли джерело перебуває біля горизонту ($\varphi = 0^\circ$). Якщо ж кут φ між перпендикуляром до осі антени і напрямком поширення хвилі 45° , то потужність прийнятого сигналу удвічі менша, а за $\varphi = 90^\circ$ — дорівнює нулю. Однак інтенсивність зареєстрованого сигналу не залежить від азимута джерела.

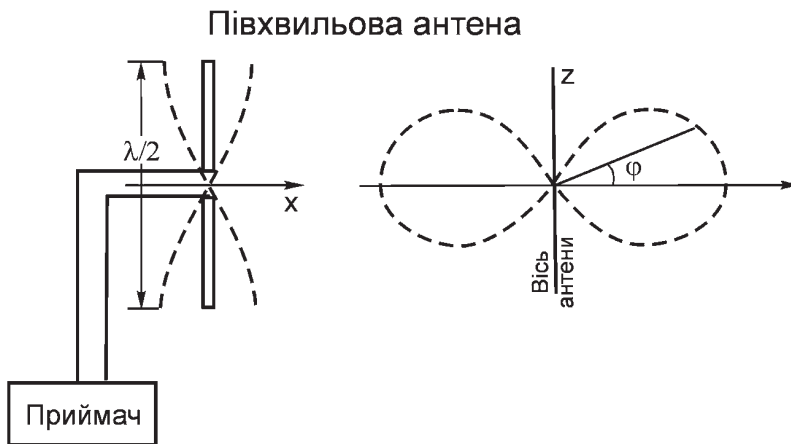


Рис. 9.11. Півхвильовий диполь і його діаграма спрямованості

Зазвичай використовують не один, а кілька диполів, розташованих в одній площині на відстані $\lambda/2$ один від одного. Диполі поєднують з приймачем так, щоб коливання струму, який туди надходить від кожного з них, мали одну і ту саму фазу. Така *синфазна антена*, як і дзеркало телескопа, збирає у приймачі всю енергію, що на неї потрапляє. Синфазна багатодипольна антена найчутливіша до випромінювання, яке падає перпендикулярно до площини розташування диполів. Діаграма, що показує залежність сприйнятої потужності від кута φ , — діаграма спрямованості — для багатодипольної антени має форму пелюстки, що зветься головною, збоку від неї є ще невеличкі бокові пелюстки, поява яких зумовлена дифракцією радіохвиль. Якщо синфазна антена складається з N диполів, то ширина головної пелюстки у напрямку, перпендикулярному до осей диполів, $\varphi_N \approx 120^\circ/N$. Цей кут визначає *роздільну здатність* радіотелескопа: два точкові об'єкти на небі можна розрізнити лише у випадку, якщо кутова відстань між ними більша за φ_N .

Прикладом використання дипольних антен є Український Т-подібний радіотелескоп УТР-2 (розташований на сході Харківської обл.). Він є найбільшим у світі радіотелескопом, що досліджує Всесвіт у декаметровому

діапазоні хвиль ($\lambda_0 = 9\text{--}38$ м). УТР-2 складається з 2040 дипольних антен (рис. 9.12), що заповнюють Т-подібну фігуру з розмірами 1860×900 м у напрямках південь – північ та схід – захід відповідно. На довжині хвилі 15 м його роздільна здатність становить $30'$.



Рис. 9.12. Радіотелескоп дипольного типу УТР-2 (Харківська обл.)

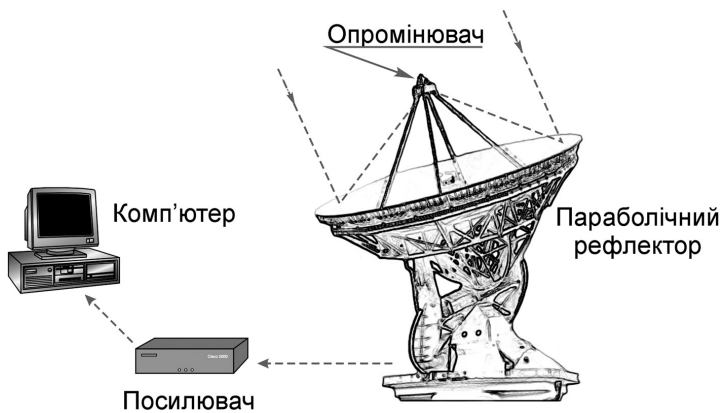


Рис. 9.13. Параболічна антена

Параболічна антена (рис. 9.13) збирає у фокусі випромінювання всіх довжин хвиль радіодіапазону. Принцип дії такої антени той самий, що і в головного дзеркала оптичного телескопа. У фокусі антени (прямого чи касегренівського) встановлений *опромінювач* — півхвильовий диполь або рупор, який і приймає випромінювання певної довжини хвилі, відбите антеною. Щоб зареєструвати випромінювання іншої довжини хвилі, потрібно замінити цей диполь. Роздільну здатність параболічного радіотелескопа характеризують кутом:

$$\varphi_D \approx \lambda/D \text{ радіан} \approx 57,3^\circ \lambda/D. \quad (9.8)$$

Чим більший діаметр параболічної антени радіотелескопа, тим краща його роздільна здатність. Тому сучасні радіотелескопи мають діаметр антени, який перевищує 25 м.

Наприклад, для $D = 60$ м і $\lambda = 1$ м роздільна здатність радіотелескопа $\varphi_D \approx 1^\circ$. Приблизно з такою самою точністю будуть визначені координати радіоджерела.

Роздільна здатність істотно підвищується у разі застосування *радіоінтерферометрів* (рис. 9.14). Фактично радіоінтерферометром є вже згадана синфазна антена, оскільки за значної кількості диполів роздільна здатність уздовж довжини антени може бути як завгодно високою (тобто кут φ_N може бути надзвичайно малим). Не обов'язково включати усі N антен. Достатньо взяти два диполі або дзеркала, віддалити їх на відстань a і з'єднати з приймачем фідерними лініями однакової довжини. Такий тип радіотелескопа називають *двохантеним* або двопроменевим *інтерферометром*.

Принцип роботи інтерферометра відомий. Якщо радіоджерело перебуває на кутовій відстані φ від осі інструмента, то виникає різниця ходу променів $d = a \sin \varphi$. Оскільки для великих відстаней a (база інтерферометра) різниця ходу $d = \lambda/2$ досягається вже за достатньо малих кутів φ , то можна прийняти, що $\sin \varphi \approx \varphi$ (радіан) і $d = a\varphi$. Отже, для $\varphi = \lambda/(2a)$ (радіан) різниця фаз дорівнюватиме $\lambda/2$. Тут струми від обох антен будуть у протифазі, і внаслідок інтерференції інтенсивність сумарного сигналу становитиме нуль. За φ , що дорівнює або кратне λ/a , фази струмів збігаються. Тому діаграма спрямованості інтерферометра складається з вузьких пелюсток шириною $\varphi_\alpha = \lambda/a$.

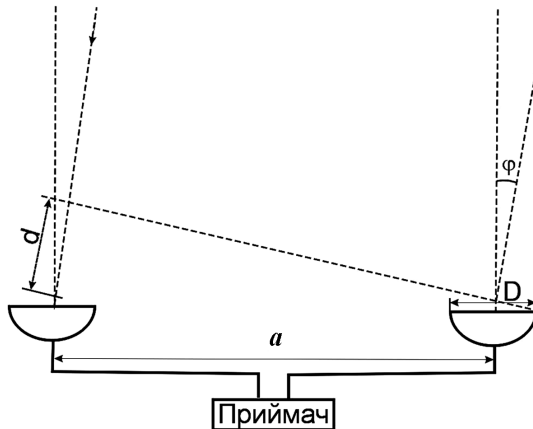


Рис. 9.14. Схема двоантенного радіоінтерферометра

У разі малих баз як фідерну лінію використовують коаксіальний або ж екранований двопровідний кабель. Для передачі енергії хвиль, коротших від 10 см, застосовують хви-

леводи з порожніх металевих труб. Якщо ж база інтерферометра сягає кількох десятків кілометрів, то застосовують радіорелейні лінії.

В Україні діє радіоінтерферометр УРАН, який складається з п'яти радіообсерваторій: вже згадуваний УТР-2, УРАН-1 (поблизу м. Змієва), УРАН-2 (поблизу м. Полтави), УРАН-3 (біля м. Шацька) і УРАН-4 (Одеська обл.). Роздільна здатність усієї системи становить близько 1".

Нині для вивчення Всесвіту та його окремих об'єктів використовують методи радіоінтерферометрії з *наддовгою базою*. При цьому сигнали від кожної з антен, розташованих на протилежних точках Землі, записують в електронному форматі, а згодом їх зіставляють за допомогою спеціального корелятора. Так досягають роздільної здатності до 0,0001", що набагато перевищує сучасні можливості оптичної астрономії.

З 1957 р. найбільшим параболічним рефлектором був радіотелескоп обсерваторії Джодрелл Бенк (Англія). Його дзеркало має діаметр 76 м і масу 750 т. Сьогодні вже є рухомі дзеркала діаметром до 100 м (наприклад, радіотелескоп в обсерваторії Грін Бенк, рис. 9.15), а найбільша донедавна з параболічних антен — нерухомий телескоп, встановлений в Аресібо у кратері згаслого вулкана на острові Пуерто-Ріко (діаметр дзеркала — 305 м). З 2016 р. запрацював найбільший у світі радіотелескоп із заповненою апертурою діаметром 500 м — *FAST (Five hundred meter Aperture Spherical Telescope, Китай)*. Він також, як і телескоп в Аресібо, має фіксований головний рефлектор.

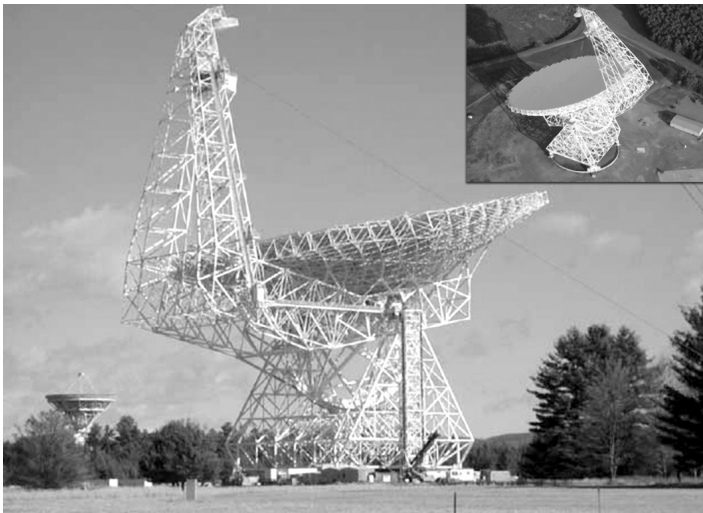


Рис. 9.15. Радіотелескоп обсерваторії Грін Бенк

Зрозуміло, що чим більша відстань між телескопами, які поєднані єдиною комп'ютерною мережею, тим чіткішим є радіозображення досліджуваного джерела. Прикладом ефективного інтерферометра є система з 27

параболічних антен в Нью-Мехіко — *VLA (Very Large Array)*. Діаметр кожної антени 25 м, а розмір усієї системи досягає 30 км. Роздільна здатність цього інтерферометра — $0,1''$.

Набагато кращу роздільну здатність має система *VLBI (Very Long Baseline Interferometry)*, яка поєднує між собою десять радіотелескопів з діаметром антен 25 м, кожний з яких розташований на відстані в тисячі кілометрів, що і забезпечує спостереження радіоджерел з роздільною здатністю $\alpha = 0,0001''$, а це майже в 100 разів перевищує значення роздільної здатності потужних оптичних телескопів. Але навіть це значення не є граничним. Так, космічний радіотелескоп на японській станції *HALCA*, виведений на навколоземну орбіту в 1997 р., має базу 56 000 км і дає змогу досягнути ще вищу роздільну здатність, ніж *VLBI*. У 2011 р. на високоапогейну орбіту (330 000 км) був виведений міжнародний космічний телескоп *RadioAstron* (параболічна антена діаметром 10 м). За допомогою цього телескопа була досягнута безпрецедентна роздільна здатність у кілька мільйонних часток кутової секунди.

9.5. Телескопи ІЧ-, УФ- та Х-діапазону

Нині реєструють і вивчають випромінювання усіх частот, зокрема, в *інфрачервоному (ІЧ), ультрафіолетовому (УФ) та рентгенівському (Х) діапазонах*. Для кожного випадку розроблені певні типи телескопів та методи реєстрації.

Інфрачервона астрономія. Інтервал хвиль від 750 нм до 1 мм називають інфрачервоною частиною спектра. Його поділяють на три окремі ділянки: близька (0,75–1,50 мкм), середня (1,5–30,0 мкм) і далека (30–1000 мкм). Остання містить в собі інтервал 300–1000 мкм, який ще називають субміліметровою ділянкою спектра, і часто відносять до радіодіапазону.

У разі досліджень у близькій і середній інфрачервоних ділянках використовують звичайні телескопічні системи — рефрактори і рефлектори. Проте об'єктиви виготовляють зі спеціальних сортів скла, які є достатньо прозорими для ІЧ випромінювання.

Оскільки земна атмосфера істотно поглинає інфрачервоне випромінювання (тут є усього шість ділянок, де прозорість досягає 70–80%), то для спостережень, зокрема, в діапазонах з $\lambda > 13$ мкм, інструменти підіймають у верхні шари атмосфери за допомогою балонів або виводять за їх межі ракетно-космічною технікою. Труднощі тут ще й у тому, що більшість приймачів ІЧ випромінювання (див. розділ 10) працює за температури зрідженого Гелію (4,2 К). Це необхідно для того, щоб теплове випромінювання матеріалу самого приймача не заважало реєстрації слабкого сигналу від космічного інфрачервоного джерела.

Сьогодні у світі активно працюють кілька великих наземних телескопів, які спеціально були спроектовані для ІЧ спостережень. Усі вони встановлені високо в горах, щоб уникати сильного поглинання ІЧ випромінювання водяною паром, яка є в густих приземних шарах атмосфери. Проте найкращі результати одержують, встановлюючи телескопи за межами густих шарів земної атмосфери. Перший космічний ІЧ телескоп (діаметр дзеркала 57 см, станція *IRAS* — *InfraRed Astronomical Satellite*), розпочав свою роботу на навколосеземній орбіті в 1983 р. Починаючи з 1995 р., упродовж двох років такі спостереження проводили за допомогою європейської космічної обсерваторії *ISO* (*Infrared Space Observatory*, телескоп з діаметром дзеркала 60 см). У 2003 р. на орбіту був виведений космічний телескоп *Spitzer* з діаметром дзеркала 85 см, а у 2009 р. — телескоп *Herschel*, діаметр дзеркала якого сягає 3,5 м.

Ультрафіолетова астрономія. Для спостережень у середньому та близькому ультрафіолеті ($120 \text{ нм} \leq \lambda \leq 390 \text{ нм}$) використовують звичайні телескопи з алюмінійованими дзеркалами, але, оскільки зі зменшенням довжини хвилі коефіцієнт відбивання алімінієвого шару різко зменшується, випромінювання з довжинами хвиль $\lambda < 160 \text{ нм}$ зазвичай реєструють за допомогою *лічильників Гейгера–Мюллера*. Для виділення окремих спектральних діапазонів перед лічильником фотонів встановлюють спеціальний фільтр з фтористого Літію або фтористого Кальцію.

Для спостережень в УФ діапазоні на довжинах хвиль $10 \text{ нм} \leq \lambda \leq 300 \text{ нм}$ телескоп необхідно виносити за межі атмосфери. Так, у 1999 р. космічна обсерваторія *FUSE* (*Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer*) розпочала обстеження неба в інтервалі довжин хвиль 90–120 нм. Велику кількість інформації в ультрафіолетовій ділянці спектра було отримано свого часу за допомогою космічного телескопа *International Ultraviolet Explorer* (*IUE*), який розпочав свою роботу на початку 1978 р., а закінчив її в середині 1996 р. А перший космічний ультрафіолетовий телескоп було виведено на орбіту ще у 1962 р.

З 1990 р. існує універсальний інструмент, за допомогою якого проводять оптичні, УФ і ІЧ спостереження. Це *HST* — *космічний телескоп Габбла*, діаметр дзеркала 2,4 м. Бортова приймальна апаратура забезпечує проведення спостережень на довжинах хвиль від 115 нм до 1 мм.

Рентгенівська астрономія. Зображення рентгенівських джерел у діапазоні від 10 нм до 0,01 нм отримують за допомогою камери-обскури або *дзеркального телескопа з ковзними променями* (рис. 9.16), в якому поглинання рентгенівських променів матеріалом дзеркала порівняно невелике. Такий телескоп є поєднанням двох дзеркал — параболоїда обертання і гіперболоїда обертання. Промінь відбивається від першого дзеркала під кутом усього близько 1° до відбивної поверхні, попадає на друге дзеркало, а після цього — у фокальну площину, де і будується зображення (наприклад, Сонця). Усі ж інші промені, що ідуть ближче до головної осі дзеркала, затримуються діафрагмою (непрозорим екраном).

Ефективним приймачем рентгенівського випромінювання є *трубчастий коліматор*. Тут перед лічильником рентгенівських квантів встановлюють батарею тонких трубок, стінки яких відіграють роль екранів, що обмежують досліджувану ділянку неба. І якщо довжина трубки у 57 разів більша від її діаметра, то коліматор виділяє на небесній сфері поле радіусом 1° .

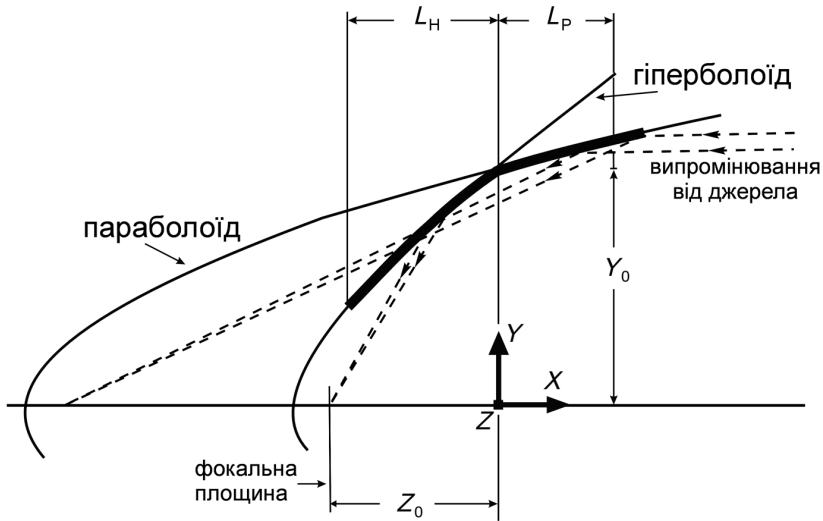


Рис. 9.16. Схема комбінованого дзеркала рентгенівського телескопа-рефлектора; L_P і L_H — геометричні розміри параболічної і гіперболоїчної частин дзеркала відповідно

Рентгенівське випромінювання Сонця та інших космічних об'єктів інтенсивно досліджують, починаючи з 1970 р. (космічна місія *Uhuru*), за допомогою більше, ніж тридцяти космічних рентгенівських обсерваторій. Уперше рентгенівське випромінювання Сонця зареєстровано у 1948 р.

Діапазон $\lambda < 0,01\text{нм}$ (енергія квантів $W > 0,12\text{МеВ}$) — царина *гамма-астрономії*. Реєстрація космічних гамма-квантів — надзвичайно складна проблема, оскільки детектори γ -квантів здатні також реєструвати і потоки заряджених частинок — космічних променів, фон яких у 10^4 разів перевищує фон γ -випромінювання. Тут використовують три типи детекторів γ -випромінювання: *сцинтиляційні* і *черенковські лічильники*, *ядерні емульсії* та *іскрові камери*.

Розділ 10

МЕТОДИ І ПРИЛАДИ РЕЄСТРАЦІЇ ВИПРОМІНЮВАННЯ НЕБЕСНИХ ТІЛ

10.1. Приймачі випромінювання

Для реєстрації зображення, що будується у фокальній площині телескопа його оптичною системою, а також для всебічного вивчення потоків випромінювання від далеких світил у сучасній астрономії розроблено ряд приймачів випромінювання і допоміжних приладів. Серед загальних характеристик приймача випромінювання виділяють такі:

1. *Чутливість* — інтенсивність реакції або відгук на світловий сигнал.
2. *Поріг чутливості* — мінімальне значення потоку (освітленості), яке ще можна зареєструвати.
3. *Спектральна характеристика* — залежність чутливості від довжини хвилі.
4. *Шум* — флуктуації на виході приймача, які змінюють поріг його чутливості.
5. *Світлова характеристика* — залежність величини корисного сигналу на виході приймача від потоку (освітленості). Така залежність може бути лінійною, логарифмічною тощо.
6. *Динамічний діапазон* — відношення максимального потоку (освітленості) до мінімального, яке може бути виміряне приймачем.
7. *Квантовий вихід* — кількісна характеристика приймача, що реєструє дискретну кількість частинок (фотонів, електронів тощо), яку визначають як відношення кількості частинок, що зареєстрував приймач, до кількості частинок, що на нього впали (зазвичай, квантовий вихід менше одиниці).
8. *Стала часу* — визначає гранично допустиму частоту модуляції потоку випромінювання, коли корисний сигнал спадає у задану кількість разів внаслідок інерційності приймача.

Природним приймачем енергії є *око*. Як виявилось, з кожних 33 фотонів, що потрапляють у нього, у середньому лише один створює зорове відчуття, тобто квантовий вихід ока становить усього 3%. Поріг його чутливості — близько 10^3 квантів/с. Око є чутливим лише до квантів видимої частини спектрального діапазону. Максимум чутливості розташований біля 550 нм. Оком можна помітити зменшення потоку випромінювання на одну соту його величини ($\Delta E/E = 0,01$). У зоряних величинах це відповідає амплітуді близько $0,01^m$. Важливою властивістю ока є його здатність до *адаптації* — зміни світлової характеристики залежно від рівня освітленості.

Фотографічна емульсія. Систематично використовувати фотографію в астрономії почали приблизно з 1880 р. Майже до кінця ХХ століття переважну більшість усіх астрономічних спостережень здійснювали шляхом реєстрації об'єктів (або їхніх спектрів) на фотоемульсію. Саме цей метод дав змогу вперше досліджувати об'єкти, недосяжні для візуальних спостережень. Можна без перебільшення стверджувати, що використання фотоемульсії в астрономії зробило революційний переворот. Фотографічна емульсія, на відміну від ока, здатна накопичувати кванти світла; на ній одночасно можуть бути зафіксовані сотні і тисячі світил. Отримане ж зображення певної ділянки неба або об'єкта може зберігатися багато років.

Ось кілька конкретних цифр. Під час спостережень на телескопі-рефлекторі з діаметром дзеркала 5 метрів на приймач від зорі, що має зоряну величину 24^m , надходить усього 54 кванти світла за секунду. Фотоемульсія у змозі реєструвати такі потоки. Вона має унікальну інформаційну місткість. Наприклад, ділянка фотопластинки розміром 1 см^2 здатна зареєструвати 3000 зір і за розрахунками несе $3 \cdot 10^5$ біт інформації. Оскільки на камерах Шмідта використовувалися платівки розміром $35,6 \times 35,6 \text{ см}$, то один такий астрономічний негатив зберігає таку саму інформацію, як і 2000 книг по 100 сторінок кожна.

Більша частина світла, яке потрапляє на емульсію, відбивається (до 40%) або проходить наскрізь (до 58%) і лише 2% поглинається в ній. Тому квантовий вихід фотоемульсії є відносно невеликим. Динамічний діапазон фотографічних емульсій також є досить малим — близько 100.

Світло джерела спричиняє почорніння фотоемульсії. З фізичної точки зору почорніння D визначається добутком освітленості E , яку створює джерело, і тривалості експозиції t . За допомогою характеристичної кривої фотоемульсії, тобто графічної залежності D від E , можна від почорніння фотоемульсії перейти до освітленості, яка створюється небесним світилом на фотоплатівці. Саму ж характеристичну криву будують за допомогою спеціального штучного калібрувального джерела. Істотний недолік характеристичної кривої фотоемульсії — її нелінійність (точніше, лінійність в досить вузькому діапазоні).

Звичайна (бромосрібна) фотоемульсія найчутливіша до фіолетової ділянки спектра з ефективною довжиною хвилі близько 430 нм. Щоб зробити її чутливою до довгих хвиль, до неї домішують барвники, здатні поглинати кванти світла. Це називають оптичною

сенсibilізацією. Сенсibilізовані емульсії, які мають вдосконалену спектральну характеристику і є чутливими до випромінювання у ділянці 400–650 нм, називають *панхроматичними*. В астрономічних спостереженнях використовували також *інфрахроматичні емульсії*, чутливі до інфрачервоних хвиль з довжиною до 900–1600 нм. Для підвищення світлочутливості фотоемульсій у кілька разів були розроблені методи їх *гіперсенсibilізації*. Це дало змогу скоротити тривалість експозицій. Широко в астрономії застосовувалася і кольорова емульсія, що дало змогу виявляти особливості структури газових туманностей тощо.

Нині астрономічні фотографічні скляні платівки не виробляють і в спостереженнях не використовують, але в багатьох астрономічних установах зберігають архівні колекції таких експонованих платівок (астронегативи) з патрульними знімками зоряного неба. Вони накопичувалися протягом тривалих проміжків часу (десятиліття) за допомогою спеціальних оптичних камер широкого поля зору. Цінність таких колекцій полягає у тому, що вони надають унікальну можливість ретроспективного вивчення зображень зір, планет і їх супутників, малих тіл Сонячної системи, метеорів, штучних супутників Землі для вирішення різноманітних задач фотометрії і астрометрії. Найбільшими в світі архівними колекціями є Гарвардська (США, більше 500 000), Зоннебергська (Німеччина, близько 250 000) і Одеська (Україна, більше 100 000).

Фотоелектронні помножувачі. Потік фотонів, що надходить від небесного світила, можна перетворити в електричний струм. На цьому і ґрунтується принцип роботи фотоелектронних приймачів випромінювання або *фотопомножувачів*, які використовують в астрономії з середини 40-х років ХХ ст. На базі фотопомножувачів конструюють *зоряні електрофотометри* і *лічильники* фотонів. Якраз вони здатні вимірювати потоки світла з високою точністю. Наприклад, за їх допомогою блиск зорі оцінюють з похибкою $0,005^m$, тоді як для фотоемульсії вона становить дещо менше $0,1^m$. Недоліком є те, що електрофотометри мають мале поле зору: як правило, у кожен момент можна спостерігати лише одну конкретну зорю.

Фотопомножувач — складова частина *фотоелектричного фотометра*. Це скляний прозорий балон, в якому створено високе розрідження і в який вмонтовано фотокатод, загалом до 20 емітерів (діодів) і анод. Усі вони мають електроди, до яких подаються зростаючі електричні потенціали. Електрон, вирваний внаслідок фотоэффекту з фотокатода, прискорюється в електричному полі, зударяється з поверхнею першого емітера і вибиває з нього кілька електронів, які, у свою чергу, рухаються в напрямку до другого емітера і т. д. У підсумку кількість електронів, що потрапляє на анод, буде у 10^6 – 10^9 разів більша від початкової кількості електронів, вирваних із катода. Отже, кожному кванту, який надходить від джерела до фотометра, відповідає певна величина електричного струму. Шляхом вимірювання останнього можна визначити характеристики випромінювання джерела. Важлива позитивна властивість фотоелектронних помножувачів, що відрізняє їх від фотоемульсій, — це їх лінійність. Квантовий вихід є теж набагато більшим — він становить 10–30 %.

Спектральна характеристика фотоелектронного помножувача залежить від матеріалу, з якого виготовлено фотокатод. Найбільш розповсюдженими є сум'яно-цезієві, мультишарні та оксигено-цезієві катооди. Вони є чутливими у блакитній та ІЧ ділянках спектра.

Одна з серйозних вимог, що стоїть перед фотопомножувачами, така: темновий струм (він виникає внаслідок термоемісії — самовільного випаровування електронів з емітерів за достатньо високої температури останніх) має бути якомога меншим. Лише тоді корисний сигнал від джерела буде сильніший за тепловий шум самого фотокатода. Для цього деякі типи фотопомножувачів під час роботи охолоджують сухим льодом до температури 203 К.

Твердотільні фотоприймачі. З початку 1970-х років в астрономії почали застосовувати твердотільні приймачі випромінювання, дія яких ґрунтується на притаманному усім напівпровідникам явищі внутрішнього фотоефекту. Квантовий вихід тут перевищує 50 %. Робочий спектральний діапазон простягається від УФ до ІЧ ділянок спектра. Для зниження шумів прилад охолоджують до температури рідкого Нітрогену (77 К).

Найпоширенішими стали прилади, в яких використовується структура МОН (метал-оксид-напівпровідник), причому напівпровідником є кристалічна платівка, виготовлена з Силіцію. Між металом (електродом) і напівпровідником (підкладкою) прикладається зворотна різниця потенціалів — на електроді — мінус, на підкладці — плюс. Завдяки цьому під електродом виникає шар, збіднений вільними носіями зарядів. Фотони, що поглинаються у товщині Силіцію, породжують носіїв зарядів — електрони і дірки, причому другі відходять через підкладку на землю. Електрони ж накопичуються в МОН-конденсаторах під тими фазовими електродами, на які подано додатну напругу. Переважно спосіб реєстрації такий, що кожен з цих елементів (МОН-конденсатор) є елементом зображення і називається *піксель* (від англ. *pixel* — *picture element*).

За особливостями зчитування інформації твердотільні приймачі поділяють на три типи. У *приладах з інжекцією заряду* (ПЗІ) в процесі зчитування знімається напруга, унаслідок чого носії (дірки) переходять (інжектуються) від поверхні контакту між підкладкою та оксидом у підкладку. При цьому в зовнішньому колі виникає імпульс струму, пропорційний величині накопиченого заряду. У *приладах з зарядовим зв'язком* (ПЗЗ) накопичення і зберігання заряду ті самі, однак зчитувальний пристрій видає назовні величину реального заряду. Це досягається за допомогою провідних каналів (регістрів зсуву). Третім типом є *ретикони* — фотодіодні матриці з індивідуальним підключенням діодів, на які подана зворотна напруга зменшення.

Сучасні ПЗЗ (рис. 10.1) налічують десятки мільйонів пікселів, що забезпечує високу роздільну здатність і недосягну для інших приймачів якість зображення.

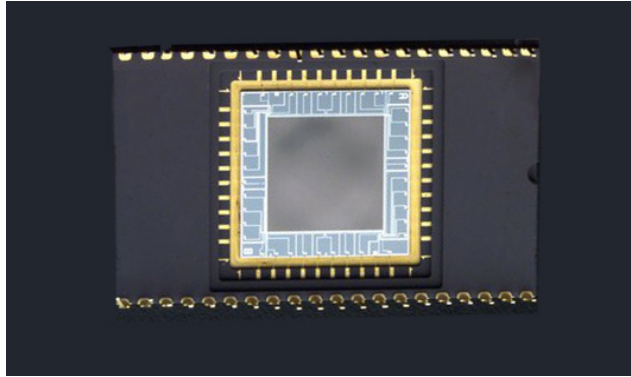


Рис. 10.1. Сучасний ПЗЗ для реєстрації світла

10.2. Допоміжні прилади

Світлофільтри. *Світлофільтром* називають оптичне середовище (ним може бути платівка, виготовлена зі спеціального скла з кольоровими домішками, зафарбований розчин тощо), яке пропускає випромінювання лише в певній спектральній ділянці довжин хвиль. Для кожного світлофільтра можна побудувати криву пропускання, за якою визначають прозорість залежно від його товщини і довжини хвилі випромінювання (рис. 10.2 і рис. 8.3). Характеристиками світлофільтра є *середня довжина хвилі* λ_0 та *півширина кривої пропускання* $\Delta\lambda$ — ширина смуги на тій висоті кривої пропускання, для якої коефіцієнт пропускання дорівнює половині його максимального значення.

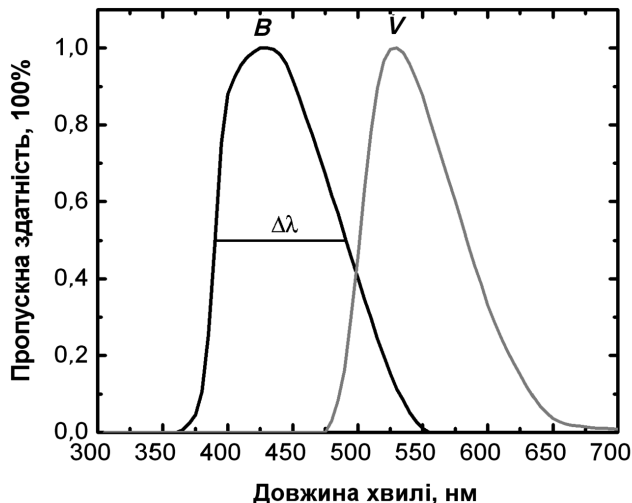


Рис. 10.2. Криві пропускання скляних світлофільтрів: синього (B) і жовто-зеленого (V)

Світлофільтри, для яких $\Delta\lambda > 30$ нм, називають *широкосмуговими*, для $\Delta\lambda = 10\text{--}30$ нм — *середньосмуговими* і для $\Delta\lambda < 10$ нм — *вузькосмуговими*. За вузькосмуговий фільтр іноді беруть *інтерферометри Фабрі–Перо*, для яких спектральна ширина пропускання випромінювання усього близько 2 нм.

Ще вузькими є інтерференційно-поляризаційні фільтри, в яких півширина смуги пропускання досягає 0,05 нм і навіть 0,01 нм. Вони складаються з декількох (8–14) тонких платівок (товщиною від одного до десяти міліметрів), виготовлених з кристалів кварцу (ісландського шпату), що чергуються з поляроїдами.

Спектрографи. За допомогою призми або дифракційної ґратки паралельний пучок світла можна розкласти у спектр. У першому випадку спектральний апарат називають *призмовим*, у другому — *дифракційним спектрографом*.

Промені світла, які будують зображення небесного світила у фокальній площині, не паралельні. Тому обов'язковим елементом спектрального апарата є *коліматор* — об'єктив або дзеркало, яке встановлюють перед призмою (ґраткою) і яке перетворює розбіжний пучок світла, що йде від щілини, у паралельний. Другий об'єктив будує зображення щілини (фактично — цілого спектра) у фокальній площині спектрографа (рис. 10.3).

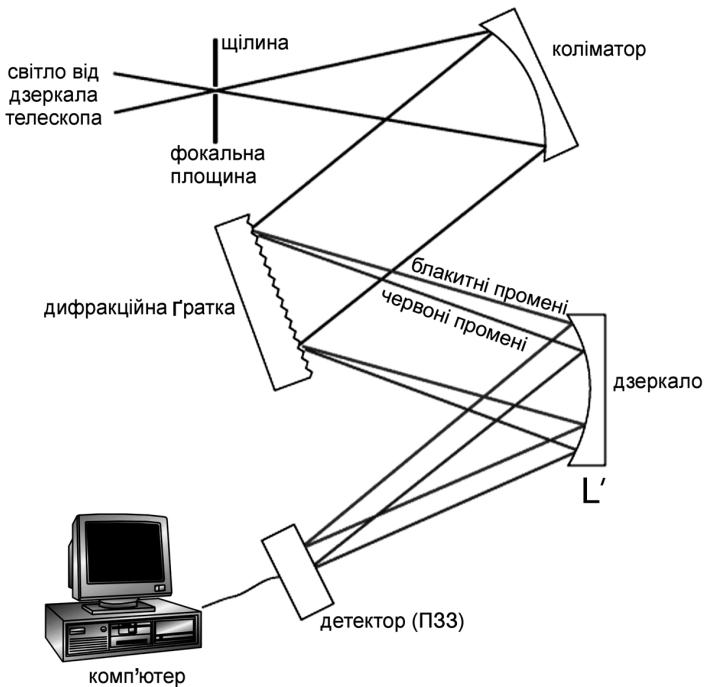


Рис. 10.3. Принципова схема дифракційного спектрографа

Однією з найважливіших характеристик спектрографа є його *роздільна здатність* $R = \lambda/\Delta\lambda$, де $\Delta\lambda$ — відстань між двома лініями, які в спектрі вже видно як окремі. Чим вищою є роздільна здатність спектрографа, тим детальнішим є спектр і тим більше інформації можна одержати з його аналізу. Сучасні дифракційні спектрографи мають роздільну здатність, яка вимірюється десятками, а іноді і сотнями тисяч. У якості приладу спектрографа, який реєструє світлову інформацію, зараз використовують ПЗЗ.

Зазначимо, що раніше користувалися такою характеристикою, як *лінійна дисперсія* — довжина спектра (y мм), що відповідає одиниці довжин хвиль (традиційно це є 0,1 нм). На практиці зручніше працювати зі зворотною мірою — кількістю нанометрів, які вміщуються в 1 мм (*зворотна лінійна дисперсія*). Чим вищою є роздільна здатність спектрографа, тим меншим є значення зворотної лінійної дисперсії.

На рис. 10.4 показаний фрагмент спектра зорі надгіганта μ Рег для двох значень роздільної здатності R .

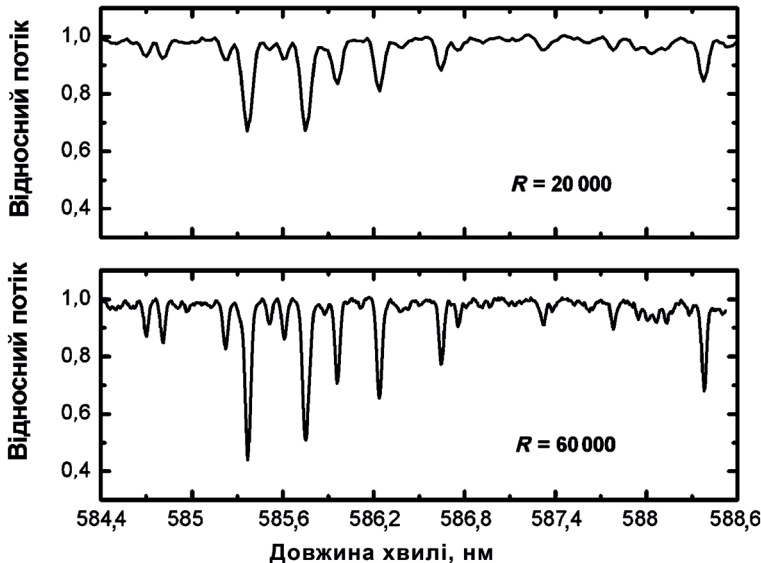


Рис. 10.4. Фрагмент спектра зорі надгіганта μ Рег для двох значень роздільної здатності спектрографа $R = 20\,000$ і $R = 60\,000$

Прилади фотоелектронного зображення. Для посилення яскравості слабких об'єктів, скорочення експозиції, збільшення проникної здатності, розширення діапазону в ультрафіолетову та інфрачервону частину спектра успішно використовують електронні камери, електронно-оптичні перетворювачі (ЕОП) і телевізійні системи. У цих приладах зображення будується не світлом від джерела, а потоками електронів.

Електронна камера — це вакуумний балон, в якому розташовані фотокадод і платівка з електронографічною емульсією (чутливою до електронного

удару). На напівпрозорому фотокатоді, встановленому у фокальній площині телескопа, будується світлове зображення певної ділянки неба. Під дією світла з фотокатода вириваються фотоелектрони, які завдяки прикладеній напрузі (близько 30 кіловольт) прискорюються у напрямку до приймача випромінювання. За допомогою електростатичного або магнітного фокусування тут будується електронне зображення, яке відповідає світловому зображенню джерела на фотокатоді. Камера під час роботи охолоджується рідким Нітрогеном до 77 К. Ефективність електронної камери приблизно у десять разів вища порівняно з прямим фотографуванням на високочутливу емульсію. Наприклад, за допомогою телескопа з діаметром дзеркала 2,2 м за 40 хв електронна камера дає змогу отримувати зображення зір до 24,3^m.

Сконструйовано електронні камери (зокрема, *спектракони*), в яких електронографічна емульсія встановлена поза вакуумним балоном. Ці прилади виявилися надто ефективними для реєстрації спектрів гранично слабких зір.

Простий *електронно-оптичний перетворювач* (ЕОП) нагадує однокаскадний фотопомножувач, в якого анод виготовлено у вигляді циліндричної трубки, що виконує функції фокусувальної системи. Фотоелектрони вільно проскакують крізь неї і потрапляють на екран, покритий люмінофором. Ударяючись в екран, електрони різко гальмуються й екран світиться (*флуоресціює*). Так електронне зображення перетворюється у світлове, яке вже реєструється звичайним способом. Тим самим інфрачервоне зображення завдяки ЕОП трансформується у видиме. До цього часу широко використовувалися *каскадні ЕОП* — об'єднання кількох ЕОП в одному вакуумному балоні. Завдяки цьому досягають посилення освітленості у 10⁸ разів.

У конструкціях ЕОП застосовують *волоконну оптику*. У *діджіконах* — приладах з прямим перетворенням підсиленого електронного зображення в електричний сигнал — люмінесцентний екран замінений діодною матрицею. Тут дані реєструються в режимі лічби фотонів, точніше, лічби окремих імпульсів, що утворюються потоками електронів, які є наслідком виривання фотоелектрона з фотокатода під час поглинання кванта світла.

Великий виграш у часі в процесі спостережень слабких об'єктів отримують за допомогою *телевізійних систем*. Телевізійний метод використовують в астрономії з 50-х років ХХ ст. Він дає змогу значно посилювати блиск слабких об'єктів, передавати зображення від телескопа в лабораторне приміщення, збільшувати масштаб зображення, його контрастність і яскравість, розглядати це зображення або фотографувати його.

Телевізійний телескоп складається з п'яти основних блоків електронної апаратури: передавальної телевізійної трубки, відеопідсилювачів, каналу зв'язку, приймальної телевізійної трубки — кінескопа, блоків живлення та регулювання режиму роботи. В астрономії використовують кілька типів передавальних трубок — *суперортикон*, *відікон* і *супервідікон*. При цьому

досягають посилення освітленості у 10^6 – 10^8 разів. Ефективність телевізійної системи буде значно вищою, якщо її використати разом з каскадним ЕОП. Наприклад, на телескопі з діаметром головного дзеркала усього 0,5 м отримують зображення зорі 20^m за експозиції 4 с.

Поляриметри. Як відомо, коливання електричного і магнітного векторів в електромагнітній хвилі відбувається у напрямках, перпендикулярних до напрямку поширення хвилі. Для кожної хвилі, випроміненої конкретним атомом, можна вказати площину, в якій відбувається коливання вектора напруженості електричного поля (площину поляризації). Як правило, спостережуване випромінювання у підсумку неполяризоване. Якщо площини поляризації усіх хвиль від джерела є паралельними, то його випромінювання є повністю *поляризованим*. Якщо ж у випромінюванні є тільки певний домішок поляризованого світла, то його називають частково поляризованим. Ефект поляризації виникає в процесах: відбивання неполяризованого світла від середовища, розсіяння на пилинках, атомах або електронах, проходження через кристал кварцу або польового шпату. Це використовують під час виготовлення *аналізаторів*, які є складовою частиною *поляриметра* — приладу для вимірювання ступеня поляризації світла.

Поляриметр встановлюють перед фокальною площиною телескопа. Повертаючи аналізатор навколо оптичної осі телескопа, визначають інтенсивність поляризованого випромінювання за різної його орієнтації. Для поляризованого світла є деяке положення аналізатора (певний *позиційний кут*), за якого інтенсивність випромінювання найбільша. Це — максимум поляризації I_{\max} . У перпендикулярному напрямку інтенсивність випромінювання буде найменшою — I_{\min} . Величину $p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ називають *ступенем поляризації* (вимірюють у відсотках).

Як згадувалося, поляризованим є синхротронне випромінювання: у ньому електричний вектор перпендикулярний до напрямку магнітного поля, в якому гальмуються релятивістські електрони.

10.3. Методи реєстрації енергії у позаоптичних діапазонах

Для кожного зі спектральних діапазонів існують специфічні методи реєстрації випромінювання. Коротко опишемо їх.

Радіодіапазон. Потрапляючи на антену, енергія випромінювання у радіодіапазоні через фідерну лінію надходить у радіоприймач та реєстратор. Енергія ця надзвичайно мала. Як висловився один з радіоастрономів, «усієї її, зібраної за весь час існування радіотелескопів, замало, щоб зробити зусилля і струсити попіл з цигарки». Основні принципи роботи сучасного радіоприймача — *радіометра* — такі. Антена перетворює енергію випро-

мінювання у слабкий електричний струм, що нагріває приймальну апаратуру, тобто створює у ній шум певної потужності. Очевидно, такий самий шум буде зареєстровано в опорі антени, якщо її нагріти до певної антенної температури T_A .

Досить слабе космічне радіовипромінювання приймають на фоні потужного власного шуму приймача. Інтенсивність цього шуму характеризують шумовою температурою T_R . Оскільки на практиці антенна температура T_A набагато менша за шумову T_R , то виділення слабого космічного радіовипромінювання з потужних шумів досягають за допомогою реєструючих пристроїв, які усереднюють сигнали за деякий час τ (що називають *сталю часу* вихідного пристрою). Корисний сигнал за цей час безперервно накопичується, а шумовий струм зазнає неперіодичних коливань, тому його досить легко виявити і врахувати.

Наприклад, стандартний приймач, що працює на довжині хвилі $\lambda = 21$ см, і має шумову температуру $T_R = 1000$ К, виявляє сигнал з $T_A = 0,3$ К. Сучасні радіометри здатні виявляти сигнал, інтенсивність якого еквівалентна температурі $0,001$ К.

Важливою ланкою радіометра є *підсилювач*. Сьогодні використовують три типи підсилювачів, які дають мінімум шумів, — парамагнітні (мазери), параметричні і транзисторні. У *мазерах* (працюють у сантиметровому діапазоні) молекули або атоми збуджуються допоміжним генератором, а сигнали, які надходять з антени, стають поштовхом для результуючого сигналу. Шумова температура мазерів близька до 10 К. Під час роботи підсилювач охолоджується рідким Гелієм.

У параметричних підсилювачах застосовують властивість напівпровідникових діодів змінювати свою ємність під впливом зовнішнього електричного поля. Шумова температура цих підсилювачів $80\text{--}100$ К. Для транзисторних підсилювачів, які охолоджують до температури 20 К і використовують в діапазоні сантиметрових і дециметрових хвиль, $T_R \leq 15\text{--}35$ К.

Інфрачервоне випромінювання. Приймачі ІЧ випромінювання прийнято ділити на дві групи: *теплові* (термопари, болометри) і *фотонні* або *квантові* приймачі (їх основою є явище фотоефекту).

Типовим детектором ІЧ випромінювання є напівпровідниковий *болометр* (термістор). Він складається з пластинки напівпровідника (оксид або сульфід металу, наприклад Плюмбуму), прикріпленої на підкладці та з'єднаної з металевими електродами. Величину променистої енергії, яка падає на пластинку болометра, вимірюють за зміною її електричного опору.

Чутливість теплових приймачів в $10\text{--}100$ разів менша, ніж фотонних, проте вони зручніші в експлуатації. Більшість фотонних приймачів може функціонувати лише в умовах глибокого охолодження (до 70 К і навіть до $4,2$ К).

Безпосереднє зображення окремих ділянок неба в інфрачервоних променях отримують за допомогою ЕОП.

У субміліметровому діапазоні використовують *піроелектричні приймачі*. Їх головною частиною є тонкі пластинки з піроелектричних кристалів (тригліцинсульфату, BaTiO_3), на яких з двох боків напилені металеві шари. Випромінювання поглинається металом з одного (робочого) боку пластинки, яка внаслідок цього нагрівається. В результаті нагрівання змінюється електрична поляризація кристала і, врешті-решт, напруга на його обкладинках, яку й вимірюють.

Довгохвильову частину субміліметрового діапазону реєструють також за допомогою звичайних для радіоастрономії приймачів.

Ультрафіолетове і γ -випромінювання. Крім згаданих уже лічильників Гейгера–Мюллера тут використовують ряд інших пристроїв. Наприклад, для реєстрації електромагнітного випромінювання в діапазоні 0,1–150 нм застосовують високочутливі *вторинно-електронні помножувачі* (ВЕП) відкритого типу. Ці прилади відрізняються від звичайних ФЕП тим, що не мають захисного вакуумного балона.

У звичайних ФЕП емітуючі поверхні розміщені у вакуумі, і як тільки вони стикаються з повітрям, на них утворюються тонкі оксидні шари, які істотно погіршують характеристики приладу. У ВЕП цього уникають добором матеріалу емітерів, використовуючи напівпровідникові шари з оксидів Стануму, Силіцію, легованого Аурумом; з Алюмінію, активованого Молібденом; алюмінієві шари, які внаслідок попереднього прогріву вкриваються надзвичайно тонким захисним шаром оксиду Al_2O_3 , що охороняє поверхню від змін під час подальшого стикування з повітрям; шари з оксидів лужноземельних металів (головним чином — оксид Берилію BeO). За конструкцією ВЕП поділяють на дві групи: ВЕП з дискретними диодами (коритоподібними або типу жалюзі) і ВЕП з суцільними емітерами. Тут помножувач складається з двох скляних або кварцових трубочок з нанесеними на них шарами робочої речовини.

Для реєстрації УФ випромінювання успішно застосовують *телевізійні приймачі і пристрої з накопиченням зображення*, каналові електронні помножувачі та мікроканальні пластинки.

Як згадувалося, γ -випромінювання реєструють за допомогою сцинтиляційних і черенковських лічильників, ядерних емульсій та іскрових камер. Ці детектори використовують і для реєстрації *космічних променів* — потоків заряджених частинок, що досягають поверхні Землі і навколоземного простору.

10.4. Нейтринні і гравітаційно-хвильові детектори

В останні десятиліття активно обговорюють і здійснюють практичні зусилля для реєстрації принципово нових потоків інформації, переносниками яких є нейтрино і гравітаційні хвилі.

Нейтринні «телескопи». Як відомо, у надрах зір, де відбувається синтез Гелію, реакції супроводжуються випромінюванням нейтрино (див., наприклад, реакцію 15.15a). Нейтрино майже вільно пронизують усю тов-

щу зорі і виходять у міжзоряний простір. Уже розроблено кілька методів їх реєстрації і досягнуто в цьому напрямку певних успіхів.

У 1946 р. радянський (а також італійський) вчений Б. М. Понтекорво для реєстрації сонячних нейтрино запропонував реакцію, в якій в результаті взаємодії нейтрино з ізотопом Хлору ^{37}Cl утворюється радіоактивний ізотоп Аргону ^{37}Ar :



Ядро Аргону розпадається за схемою:



з періодом піврозпаду, що дорівнює 34 добам. Анігіляція позитрона з електроном призводить до утворення квантів світла, які й можна зареєструвати.

Спроби вловити нейтрино розпочав Р. Девіс (США) у 1955 р. У 1967 р. у штаті Південна Дакота в закинутій шахті на глибині 1455 м змонтували установку (горизонтальний циліндричний бак довжиною близько 14,4 м і діаметром 6 м), що містив 400 000 л (615 т) чотирьоххлористого Карбону C_2Cl_4 . У згаданій сполуці кожен четвертий атом Хлору є ізотопом ^{37}Cl . Порядок спостережень на цьому «телескопі» такий: після кожних 100 днів роботи через бак пропускають 20 000 л газоподібного Гелію, що здатний захопити з собою атоми ізоотопу Аргону ^{37}Ar , які утворилися в баку. Їх, за обчисленнями, у кожний момент часу має бути кілька десятків. Суміш газу (Гелій з поодинокими атомами Аргону) пропускають через вугільні фільтри, охолоджені до 77 К. Тут атоми Аргону поглинаються. Їх розпад за схемою (10.2) реєструють за допомогою лічильників світлових квантів. Результати вимірювань такі: у баку за кожні 2–3 доби утворюється один атом ізоотопу ^{37}Ar .

Інший варіант нейтринного «телескопа» — галієвий або літієвий детектор, де використовуються наступні реакції:



причому період піврозпаду ізоотопу Германію ^{71}Ge становить близько 11 діб, а ^7Be — 53 доби. Труднощі полягають у тому, що для отримання надійних результатів детектор має містити десятки тонн Галію, або Літію, тоді як видобуток цих металів у світі надто малий. Детектори на Галії працюють, наприклад, в Італійських Альпах під горою Монблан та в надрах гори Андирчі поблизу Ельбруса (Північний Кавказ).

Існують так звані водяні детектори нейтрино, в яких використовують звичайну воду H_2O або важку воду D_2O (кожний атом Гідрогену тут містить окрім протона додатковий нейтрон). Принцип роботи водяних детекторів наступний. Нейтрино, проходячи крізь товщу звичайної води, збу-

джує електрони в молекулах H_2O , або реагує з нейтроном молекули D_2O з утворенням протона і енергійного електрона. Ті електрони, що рухаються зі швидкостями, які перевищують швидкість світла в цьому середовищі, спричиняють появу специфічного випромінювання блакитного кольору (відомий з фізики ефект *черенковського випромінювання*). Реєстрація цього випромінювання дає змогу не тільки підрахувати кількість нейтрино, які взаємодіють з речовиною детектора за одиницю часу, а ще й вказати напрямок руху нейтрино, а, отже, встановити напрямок на джерело цього випромінювання.

За описаним вище принципом діють такі водяні детектори, як наприклад, *Super-Kamiokande* (Японія) і *Sudbury Neutrino Observatory* (Канада). Перший містить 50 000 тонн звичайної, але надзвичайно чистої (без домішок) води, а другий 1000 тонн важкої води. Саме за допомогою останнього детектора вдалося, нарешті, узгодити теоретичні передбачення потоку нейтрино від Сонця із спостереженнями. При цьому були виявлені передбачені теоретично осциляції нейтрино за схемою: електронне нейтрино \rightarrow мюонне нейтрино \rightarrow тау нейтрино ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$).

Зазначимо, що наведені вище реакції за участю нейтрино, які, власне кажучи, і визначають типи нейтринних детекторів, мають певний поріг чутливості. Так, літєві і галієві детектори здатні зареєструвати нейтрино з енергією не нижче за 0,2 МеВ, хлорний детектор — не нижче ≈ 1 МеВ, а водяні — від 8 МеВ і вище.

Оскільки нейтрино низьких енергій надзвичайно слабо взаємодіють зі звичайною речовиною, більшість нейтрино, які виникають в термоядерних реакціях у надрах Сонця, досить легко виходять за його межі у міжпланетний простір. Причина цього полягає у тому, що переріз реакції взаємодії нейтрино низьких енергій з речовиною є нехтовно малим. Але імовірність взаємодії з речовиною значно зростає, якщо нейтрино має велику енергію. Такі високоенергійні нейтрино виникають у великій кількості, наприклад, у земній атмосфері внаслідок бомбардування молекул повітря космічними променями. Щоб захистити нейтринний приймач (нейтринний телескоп) від впливу таких високоенергійних нейтрино земного походження, які не становлять безпосереднього інтересу для астрофізики, його встановлюють глибоко під землею, куди можуть проникнути тільки нейтрино низьких енергій, зокрема сонячного походження.

Детектори гравітаційних хвиль. У 1916 р. було з'ясовано, що в природі можуть існувати слабкі збурення гравітаційного поля, які, як і електромагнітні хвилі, є поперечними і також поширюються зі швидкістю світла. Під дією *гравітаційної хвилі* розподіл пробних зарядів (тобто пробних масових часточок) періодично зазнає певної деформації, яка залежить від енергії хвилі.

Отже, гравітаційна хвиля, проходячи через певний розподіл мас, спричинює в ньому збурення сили тяжіння. Тому найпростішим детектором гравітаційних хвиль можуть бути дві кулі, з'єднані пружиною. Якщо на них перпендикулярно до осі, що з'єднує центри куль, падає гравітаційна хвиля, то відстань між кулями буде позмінно збільшуватися і зменшуватися.

Джерелом гравітаційних хвиль є будь-який асиметричний рух речовини. Це може бути зоря, якщо вона здійснює так звані квадрупольні пульсації, тобто стискається і розтягується, наприклад, уздовж осі її обертання. Джерелами гравітаційних хвиль є подвійні зорі, а також зоря, яка зазнає різкого стискання — колапсу, якщо лише внаслідок дії певних причин (обертання, дія магнітних сил) цей колапс не є сферично-симетричним.

З 1958 р. Дж. Вебер (США) намагався зареєструвати гравітаційні хвилі. Його детектор — алюмінієвий циліндр довжиною 1,54 м, діаметром 0,6 м і масою 1,5 т, підвішений на спеціальній тонкій нитці в рамі зі сталевих блоків і поміщений у вакуумну камеру, оточену чутливими акустичними фільтрами. Розтягання і стискання циліндра під дією гравітаційних хвиль датчики можуть реєструвати з величезною точністю.

Щоб уникнути похибок, пов'язаних, наприклад, з коливанням земної кори або електричним розрядом в атмосфері, Вебер встановив два аналогічні детектори на відстані 1000 км. Система реєструвала лише ті сигнали, початки яких збігаються з точністю до 0,2 с. Ці детектори і справді упродовж багатьох місяців реєстрували в середньому один імпульс на кожні п'ять діб. Однак дотепер жодна інша лабораторія цього не підтвердила, і питання про природу зареєстрованих Вебером сигналів залишається нез'ясованим.

Нині продовжують розробляти методи реєстрації гравітаційних хвиль, зокрема за допомогою гетеродинних антен, подібних на велику гантель, яка обертається з частотою ν_0 навколо осі, що проходить через її центр. Якщо на таку гантель паралельно її осі падає гравітаційна хвиля, частота якої удвічі більша за ν_0 , то обертання гантелі буде прискорюватися. Уже розроблені твердотільні гравітаційні антени другого покоління, в яких п'ятитонні алюмінієві циліндри охолоджуються до 2 К, і датчики яких здатні реєструвати амплітуди коливань до $2 \cdot 10^{-19}$ м.

У США введено в дію велику лазерно-інтерференційну гравітаційно-хвильову обсерваторію *LIGO* (спільний проєкт США та Австралії), один інтерферометр якої з базою 4 км встановлено у штаті Луїзіана, другий з такою самою базою — у штаті Вашингтон. Інструменти об'єднані за допомогою електронно-обчислювальної техніки. Великі інтерферометри для цієї ж мети є і в інших країнах (гравітаційні детектори *GEO 600*, *TAMA-300*, *VIRGO*). Існують плани встановлення супутникових гравітаційних антен, в яких база досягала б сотень мільйонів кілометрів.

На сьогодні вже є спостережувані дані, які підтверджують існування гравітаційних хвиль. Одним із прикладів (див. також підрозділ 24.2) може бути зменшення періоду обертання системи двох нейтронних зір із сузір'я Орла навколо спільного центра мас. Одна з них є пульсаром (див. підрозділ 19.5), який проходить через периастр з випередженням. Як показав аналіз, спостережувані втрати енергії системи, знайдені за зменшенням періоду її обертання, з точністю до 10% узгоджуються з втратами, передбаченими на випромінювання гравітаційних хвиль. У вересні 2015 р. гравітаційне випромінювання було нарешті зареєстровано. Першу реєстрацію було здійснено одночасно двома пристроями обсерваторії *LIGO* у Вашингтоні та Луїзіані.

Частина V

**ФІЗИЧНА ПРИРОДА ТІЛ
СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ**

Розділ 11

СОНЦЕ

11.1. Основні параметри Сонця. Сонячна стала

Сонце — єдина зоря, яка перебуває настільки близько до Землі, що на ній видно окремі деталі її поверхні. Вивчаючи їх, можна глибше з'ясувати природу інших зір, які перебувають на значно більших відстанях.

Спостережуване випромінювання Сонця формується в його відносно тонкому зовнішньому шарі, який називають *фотосферою* (тобто «сферою світла»). При цьому хоча в газовій кулі тиск і густина з відстанню від центра зменшуються поступово, ми бачимо Сонце у вигляді круга з різко окресленим краєм (лімбаем). Пояснюється це так. У разі спостереження краю сонячного диска спостерігач приймає випромінювання, яке формується у стовпчику газу з оптичною товщиною $\tau \approx 1$. Сюди ж кванти світла надходять з глибших шарів, тут вони поглинаються і перевипромінюються в усіх напрямках, частково — саме в напрямках до спостерігача. Очевидно, що чим далі від видимого центра Сонця, тим менша кількість атомів налічується в одиниці об'єму, тим меншою є його оптична товщина, тим менше квантів буде розсіяно в напрямку до спостерігача. Розрахунок показує, що зміна інтенсивності від $I = I_{\max}$ до $I \approx 0$ відбувається у шарі товщиною не більше ніж 200–300 км. Із Землі цей шар видно під кутом усього 0,27". Він і сприймається спостерігачем як різкий край сонячного диска.

Знаючи видимий кутовий радіус Сонця (у середньому це 16') і відстань до Сонця, неважко знайти його лінійний радіус $R_{\odot} = 696\,000$ км, що у 109 разів перевищує радіус Землі і майже удвічі — відстань від Землі до Місяця. Як знаємо (див. розділ 6.3), з третього узагальненого закону Кеплера випливає, що маса Сонця $M_{\odot} \approx 330\,000M_{\oplus}$, тобто $M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{30}$ кг. Звідси легко обчислити, що середня густина Сонця $\rho_{\odot} = 1410$ кг/м³, а це в 4 рази менше від середньої густини Землі.

На поверхні Сонця прискорення вільного падіння $g_{\odot} = 274 \text{ м/с}^2$, що в 28 разів більше земного. Друга космічна швидкість $v_{II} = 618 \text{ км/с}$.

Однією з найважливіших характеристик Сонця є його *світність* L_{\odot} — повний потік енергії з усієї поверхні Сонця за одну секунду. Її визначили після того, як виміряли *сонячну сталу* — енергію q , що надходить від Сонця на одиницю поверхні за одиницю часу за межами земної атмосфери:

$$q = 1,366 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2.$$

Уся ж енергія, яка проходить за одиницю часу через сферу радіусом в одну а. о. ($a = 149,6 \cdot 10^9 \text{ м}$) і яка, власне кажучи, і дорівнює світності Сонця:

$$L_{\odot} = 4\pi a^2 q = 3,84 \cdot 10^{26} \text{ (Вт)}. \quad (11.1)$$

Неважко обчислити, що Земля отримує лише одну двохмільярдну частину цієї енергії.

Знаючи світність Сонця, можна визначити кількість енергії, яку випромінює Сонце з одиниці своєї поверхні за секунду:

$$F_{\odot} = L_{\odot} / 4\pi R_{\odot}^2 = 6,3 \cdot 10^7 \text{ (Вт/м}^2\text{)}. \quad (11.2)$$

Уважаючи, що Сонце випромінює як чорне тіло, неважко за формулою (8.9) обчислити температуру його поверхні:

$$T_{\text{эф}} = \sqrt[4]{F_{\odot} / \sigma} \approx 5770 \text{ К}. \quad (11.3)$$

Тут доречно зазначити таке. В інших джерелах можна знайти дещо відмінні від наведеного вище значення *ефективної температури* Сонця. Річ у тім, що хоча параметр q і називається сонячною сталою, він (і це вже можна вважати доведеним) змінюється принаймні на 1,5% за довгий час і не менш як на $\pm 0,4\%$ з короткими періодами. Тому й тепер значення ефективної температури Сонця дають з похибкою у кілька десятків кельвінів.

Спостереження за положенням плям на поверхні Сонця показують, що плями зміщуються від одного краю видимого сонячного диска до іншого. Це є свідченням того, що Сонце обертається навколо своєї осі у напрямку орбітального руху планет навколо нього, тобто проти годинникової стрілки, якщо розглядати цей рух з боку північного полюса екліптики. Площина сонячного екватора нахилена до площини екліптики під кутом $7^{\circ}15'$. Тому положення осі обертання Сонця відносно земного спостерігача в різні місяці є неоднаковим (рис. 11.1).

Як виявилось за даними спостережень англійського астронома Річарда Керрінгтона (1859 р.), Сонце обертається не як тверде тіло. У такому ви-

падку говорять про *диференційне обертання*. Кутова швидкість обертання зменшується з віддаленням від екватора (рис. 11.2).

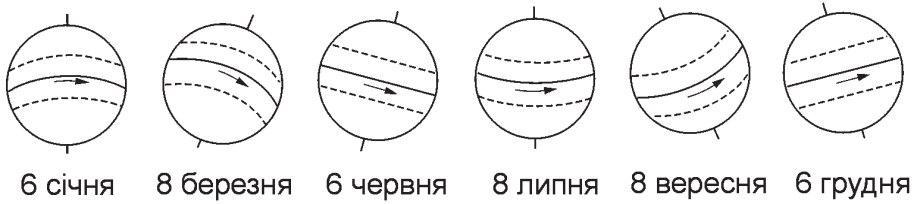


Рис. 11.1. Положення осі обертання Сонця і сонячного екватора в різні моменти року

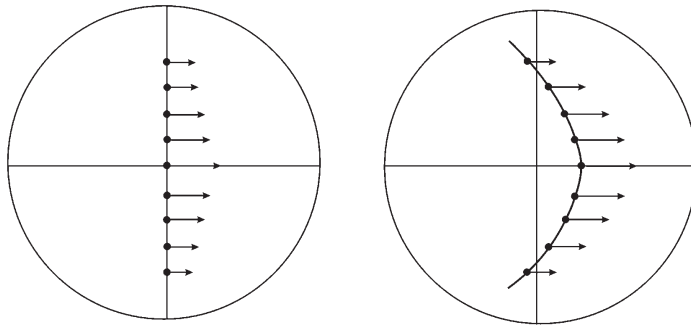


Рис. 11.2. Схема обертання Сонця. Зліва — «плями», розташовані уздовж центрального меридіана, справа — їхнє положення після одного оберту Сонця. Стрілками вказано напрямок і величину швидкості обертання сонячної поверхні

Лінійна швидкість обертання на екваторі близька до 2 км/с. Кутова ж швидкість залежить від геліографічної широти φ так: $\omega = 14,4^\circ - 3,0^\circ \sin^2 \varphi$ (градусів за добу). У цілому період обертання Сонця змінюється від 25 діб на екваторі до 30 діб поблизу його полюсів. Ці числа вказують *сидеричні* періоди, вони описують обертання Сонця стосовно далеких зір. Для спостерігача, який разом з Землею рухається навколо Сонця, вони відповідно дорівнюють 27 і 33 доби.

11.2. Спектр і хімічний склад Сонця

У видимій ділянці спектр Сонця складається з яскравого неперервного фону, посіченого понад 10 000 лініями поглинання, які названо *фраунгоферовими*. Усього цих ліній у діапазоні від 0,3 до 25,0 мкм налічують близько 30 000. Однак значна їх частина, особливо в інфрачервоній частині спектра, — це *телуричні* лінії (від лат. *telluris* — Земля), які утворюються внаслідок поглинання світла Сонця молекулами газів земної атмосфери (водяної пари тощо).

За останні 40 років добре вивчено спектр Сонця в ультрафіолеті і рентгенівській частині спектра. Тут інтенсивність неперервного випромінювання істотно зменшується, особливо за довжини хвилі $\lambda < 170$ нм, і темні фраунгоферові лінії змінюються тисячами емісійних. Серед них особливо виділяється своєю яскравістю резонансна лінія Гідрогену $L\alpha$ ($\lambda = 121,57$ нм). У далекій ультрафіолетовій частині спектра зареєстровано лінії випромінювання Феруму, які відповідають високим станам іонізації ($FeX-FeXIV$), а також лінії інших високоіонізованих елементів.

Найінтенсивнішими у видимій частині спектра є лінії K і H іонізованого Кальцію (які спостерігаються на довжинах хвиль 393,37 нм і 396,85 нм відповідно). Далі за зменшенням інтенсивності йдуть лінії бальмерівської серії Гідрогену, лінії Магнію, Феруму та інших елементів. Усього в спектрі Сонця ототожнено лінії 72 хімічних елементів.

Зазначимо, що хоча Гелій спочатку виявили саме в атмосфері Сонця (це сталося у 1868 р.), у видимій частині спектра ліній поглинання цього елемента практично не видно. Наявність Гелію на Сонці визначили за його лініями випромінювання, у першу чергу за лінією 587,6 нм, під час спостережень крайових частин диска Сонця.

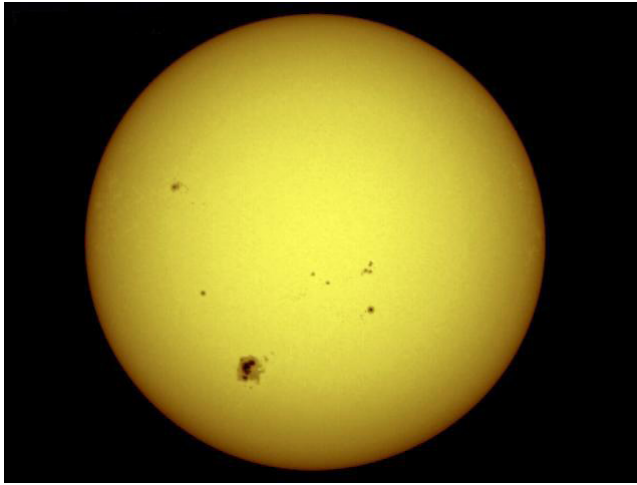
Аналіз інтенсивностей спектральних ліній показав, що за кількістю частинок в одиниці об'єму відношення Гідрогену до Гелію в сонячній атмосфері становить $n(H):n(He) = 10:1$. Відношення кількості атомів Гідрогену до загальної кількості атомів інших елементів, важчих за Гелій, близьке до 1000. Детальніше вміст деяких елементів в атмосфері Сонця розглянуто в підрозділі 14.7.

11.3. Фотосфера

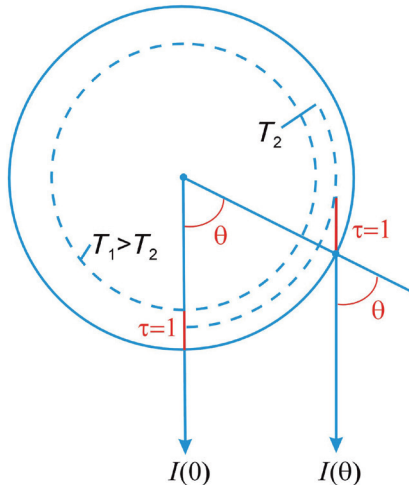
Ніколи не використовуйте будь-які оптичні пристрої для безпосередніх спостережень Сонця оком! Це може викликати необоротну втрату зору.

Як знаємо, фотосфера — це нижня частина атмосфери Сонця, в якій формується його неперервний спектр. Одним із важливих ефектів, що виявляється під час її вивчення, є ефект *потемніння сонячного диска до його краю* (рис. 11.3а). Зменшення яскравості до краю вказує на те, що температура газу, який висвічує енергію і випромінювання якого досягає спостерігача, зростає з глибиною. Справді, згадане випромінювання формується в шарі з оптичною товщиною $\tau \approx 1$. Якщо розглядаємо край диска, то температура T основи стовпчика з $\tau = 1$ менша від температури основи стовпчика з такою ж оптичною товщиною у центрі диска. Ефект потемніння диска Сонця до його краю графічно пояснено на рис. 11.3б.

Товщина фотосфери не перевищує $0,0005R_{\odot}$, тобто близько 300 км. Як визначено, густина речовини на її нижній межі становить $3 \cdot 10^{-4} \text{ кг/м}^3$ (концентрація частинок $n = 2 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$), тоді як на верхній — вона в тисячі разів менша. Рівень, де оптична товщина на довжині хвилі $\lambda = 500 \text{ нм}$ дорівнює $2/3$, умовно називають *поверхнею Сонця*. Від цього рівня відлічують висоту h , причому від'ємну — униз, у напрямку до центра Сонця.



а)



До спостерігача

б)

Рис. 11.3. Потемніння диска Сонця до його краю: а) — фотографія Сонця, б) — схематичне пояснення потемніння видимого диска до його краю

Ще одним не менш важливим ефектом, який найкраще проявляється під час спостережень Сонця зі стратостатних або космічних станцій, є *грануляція* — неоднорідна за яскравістю структура сонячної поверхні, яка в цілому нагадує розсіпані рисові зерна (рис. 11.4). Кожен з таких світлих утворів називають *гранулою*. У середньому видимі кутові розміри гранул дорівнюють близько $1''$, що відповідає поперечникові 700–1000 км. Їхня яскравість більша, ніж у проміжках між ними. Це означає, що температура в гранулі вища, ніж у навколишньому середовищі (приблизно на 200–300 К). Середня тривалість життя гранули 7 хв. Після цього гранула розпадається, і на її місці виникають нові.

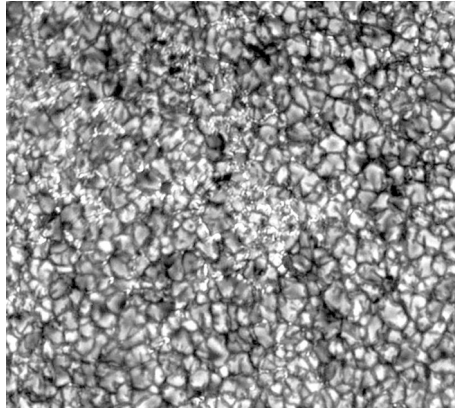


Рис. 11.4. Ділянка фотосфери з чітко вираженою грануляцією

Дослідження швидкостей газу в гранулах та навколо них показало, що гранули — це потоки гарячого газу, які підіймаються вгору з середніми швидкостями 0,5 км/с, тоді як темні проміжки між ними — це холодніший газ, який опускається вниз. У кожен момент на поверхні Сонця можна налічити близько 4 млн конвективних гранул.

Крім гранул, розподілених по поверхні Сонця практично рівномірно, тут існує ще й *супергрануляція* — великомасштабна конвективна структура з розмірами комірок близько 35 000 км, для якої властиві рухи супергранул з глибоких шарів до периферії зі швидкостями 0,1–0,5 км/с. Час життя супергранули близько доби, загальна їхня кількість на поверхні Сонця досягає 5000.

Явище грануляції свідчить про те, що в глибших шарах Сонця речовина перебуває у стані безперервного конвективного руху, тобто тут відбувається підймання й опускання окремих мас газу (*елементів конвекції*). Пройшовши шлях в атмосфері, упродовж якого газовий тиск змінюється приблизно у 2,7 рази, вони ніби розчиняються у навколишньому середовищі, породжуючи нові неоднорідності. Процес відокремлення конвективних елементів закінчується якраз у фотосфері, оскільки тут мала оптична

товщина вже сприяє їх значному охолодженню завдяки висвічуванню внутрішньої енергії і швидкої дисипації.

Кожен конвективний елемент виносить з глибини назовні не лише теплову, а й кінетичну енергію. У фотосферу від гранул у вигляді кінетичної енергії щосекунди надходить близько $8 \cdot 10^{22}$ Дж. Ця енергія переноситься звуковими та магнітогідродинамічними хвилями, які рухаються вгору через середовище, густина якого спадає в напрямку до поверхні, і врешті-решт перетворюються на ударні хвилі. Дисипація енергії останніх витрачається на нагрівання верхніх шарів сонячної атмосфери — *хромосфери* і *корони*. Тому їх температура є значно вищою, ніж температура фотосфери, яка розташована нижче.

На поверхні Сонця виявили складну структуру магнітного поля. Його вимірювання, здійснені на основі вивчення зеєманівського розщеплення спектральних ліній, вказують на те, що в центральних частинах грануляційних комірок напруженість поля менша, ніж на периферії. Наприклад, у комірках супергрануляції магнітна індукція $B \leq 10^{-4}$ Тл, тоді як на периферії вона досягає 0,002 Тл. У цілому на поверхні Сонця утворюється сітка з вертикальним магнітним полем, в якій є окремі ділянки з індукцією $B \approx 0,2$ Тл. Розміри цих ділянок не перевищують 100–300 км.

11.4. Хромосфера і корона Сонця. Сонячний вітер

Під час повних сонячних затемнень, коли диск Місяця повністю закриває сонячний і тим самим екранує випромінювання фотосфери, навколо цього диска спостерігається вузький, товщиною 16–20" (що в лінійній мірі становить 12–15 тисяч км), ореол рожевого кольору. Це — хромосфера (основна частина хромосфери — це шар товщиною приблизно 2000 км). Над нею простягається до кількох радіусів Сонця сріблясто-біла корона.

Випромінювання хромосфери і корони відповідно в сотні і мільйони разів слабкіше від фотосферного. Тому довгий час їх вивчали тільки під час сонячних затемнень. У наш час це стало можливим завдяки таким приладам, як позазатемнюваний коронограф та інтерференційно-поляризаційні фільтри.

Структура хромосфери. Як впливає зі спостережень, яскравість хромосфери зменшується у 8 разів на висоті близько 12 000 км. Важливою особливістю спектра хромосфери є наявність у ньому ліній нейтрального та іонізованого Гелію з високими потенціалами збудження енергетичних рівнів. За теорією це можливе, якщо температура в хромосфері перевищує 25 000 К. Водночас у спектрі хромосфери видно також лінії бальмерівської серії Гідрогену, що можуть утворюватися лише за достатньо високої температури газу, який випромінює. Загалом це дало змогу зробити такі висновки: по-перше, температура в хромосфері з висотою зростає (на від-

міну від фотосфери, де вона з висотою спадає), і, по-друге, сама хромосфера є надто неоднорідна. І справді, тут спостерігаються *спікули* — своєрідні колони порівняно холодного газу, оточеного гарячішою речовиною, які простягаються вгору на висоту 7–12 тис. км. Вони добре помітні на краю диска Сонця. Поперечник спікули 1000 км, температура менша від 20 000 К. У більшості випадків спікули локалізуються над околицями супергранул. І хоча тут атмосферний газ рухається вниз, спікули, як правило, рухаються догори зі швидкостями близько 20 км/с. Тривалість життя спікули 8–15 хв. Кожної хвилини у хромосфері налічують до 300 000 спікул.

Модель хромосфери показано на рис. 11.5. На межі між фотосферою і хромосферою температура дорівнює приблизно 4500–4800 К (мінімальне значення досягається на висоті $h = 240$ км). З подальшим зростанням висоти температура знову збільшується. За $h = 2000$ км з'являються спікули. Сукупність спікул утворює *хромосферну сітку*.

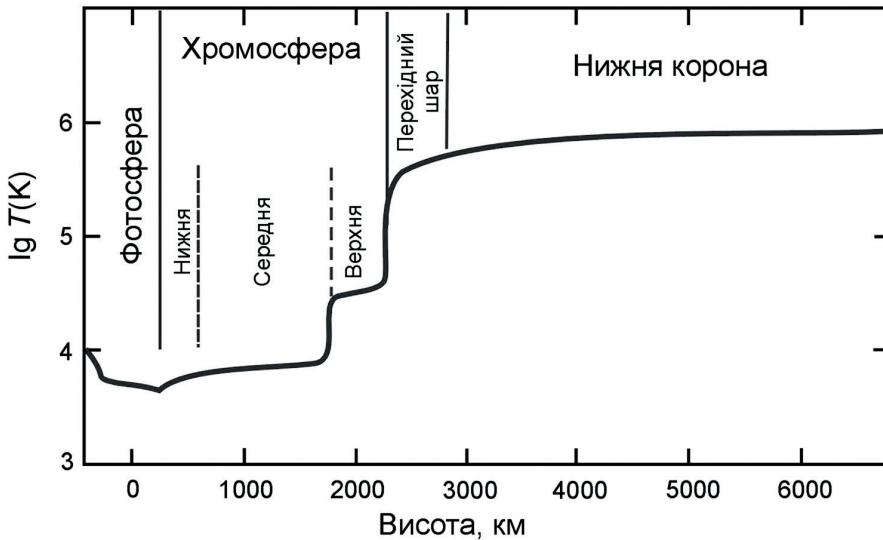


Рис. 11.5. Схематична модель верхніх шарів сонячної атмосфери

Корона. Корона — це зовнішня частина сонячної атмосфери. Побачити її можна під час повного сонячного затемнення. Форма корони істотно залежить від того, є в цей час на Сонці плями чи їх немає або, як прийнято говорити, від фази сонячної активності (рис. 11.6). Якщо плям багато (максимум активності), то корона виглядає досить симетричною, коли ж їх немає (мінімум активності) — вона стиснута біля сонячних полюсів і простягається головним чином уздовж екватора. Корону прийнято поділяти на внутрішню, середню і зовнішню. Протяжність першої становить $0,2-0,3R_{\odot}$. Характерною ознакою внутрішньої корони є її емісійний спектр, в якому наявні лінії випромінювання високоіонізованих металів. Наприклад, тут

виділяється яскрава лінія, яка належить атомам Феруму, кожний з яких втратив 13 електронів з оболонки — FeXIV ($\lambda = 530,3$ нм).

Наявність у короні іонів такої високої стадії іонізації означає, що її середня температура має дорівнювати близько $(1-2) \cdot 10^6$ К. І хоча речовина корони розігріта ударними хвилями до такої високої температури, кількість енергії, яка запасена в ній, є порівняно невеликою. Адже корона містить лише 10^{-13} повної маси Сонця, а концентрація частинок тут не перевищує 10^{16} м^{-3} (порівняйте з їхньою концентрацією у фотосфері). Тонкий шар сонячної атмосфери, який відділяє хромосферу від корони названо *перехідною зоною*, або перехідним шаром. Тут градієнт температури особливо великий. Схематичний розподіл температури з висотою в перехідній зоні і короні показаний на рис. 11.5.

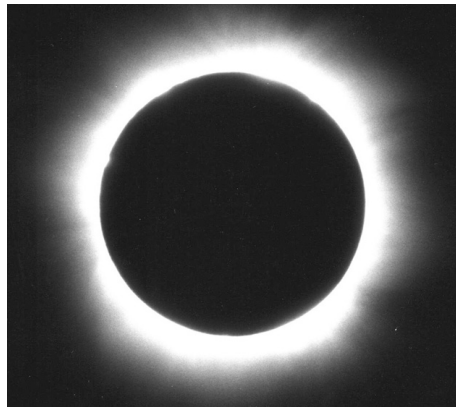


Рис. 11.6. Фотографія сонячної корони, зроблена одеськими астрономами у Румунії під час повного сонячного затемнення 1999 року

Детальне вивчення профілів спектральних ліній і спостереження корональних ліній на краю сонячного диска під час затемнень дало змогу зробити висновок, що корона фактично починається вже в хромосфері на висоті близько 2000 км. Тут між спікулами та іншими хромосферними утвореннями вже є корональна речовина, температура якої у 100 разів вища від температури хромосферного газу.

У середній короні, яка закінчується на відстані $1,3R_{\odot}$ від поверхні Сонця, головну роль відіграють процеси розсіювання випромінювання фотосфери на вільних електронах корональної плазми. Що ж стосується зовнішньої корони, яка простягається на мільйони кілометрів від поверхні Сонця, то її неперервний спектр повторює спектр фотосфери, у ньому є лінії поглинання, типові для хромосфери. Це вказує на те, що тут випромінювання розсіюється на пилових частинках.

Сонячний вітер. Як відомо зі спостережень, існує спрямований від Сонця безперервний розріджений потік речовини, який названо *сонячним*

вітром. Інакше кажучи, сонячний вітер — це потоки іонізованої плазми і замороженого в них магнітного поля, які рухаються від Сонця.

Як було сказано вище, хромосфера і корона нагріваються завдяки хвильовим рухам, які переносять догори механічну енергію конвективних елементів і трансформують її в теплову. Нагріта ж до високих температур речовина сонячної корони безперервно розширюється у навколосонячний простір. Оскільки з віддаленням від Сонця його гравітаційне притягання слабшає, то за відсутності гідростатичної рівноваги це розширення спричиняє розгін корональної речовини до надзвукових швидкостей. Це породжує так званий *повільний сонячний вітер*.

Над активними областями поверхні Сонця плазма корони розігрівається майже до 10^7 К. Спалахи на Сонці (див. наступний підрозділ) породжують корональні викиди речовини. Корпускули вириваються у міжпланетний простір крізь так звані «корональні діри» (див. далі) — області з відкритими (незамкненими) магнітними полями — так виникає *швидкий сонячний вітер*.

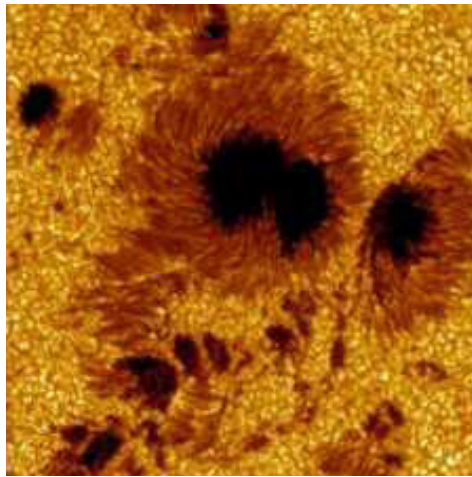
Щосекунди з сонячним вітром Сонце втрачає більше мільйона тонн своєї речовини. На відстані орбіти Землі середні параметри сонячного вітру такі: швидкість $v = 400$ км/с, температура $T = 5 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$ К, концентрація частинок $n = 10^6 - 10^7$ м⁻³. Хімічний склад сонячного вітру відповідає вмісту хімічних елементів у сонячній короні.

11.5. Сонячна активність

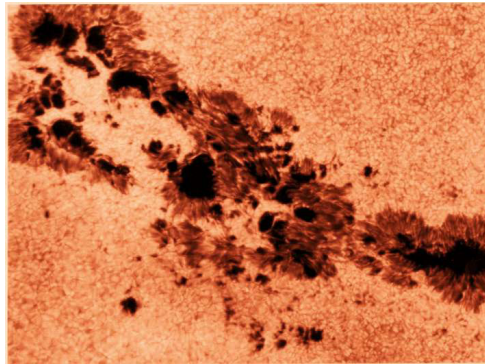
На сонячній поверхні спостерігаються деякі явища, що в сукупності своїй характеризують міру сонячної активності. До них належать *сонячні плями, факели, протуберанці, спалахи*. Місця, де їх спостерігають, названо активними зонами.

Сонячні плями. Дослідження спектра сонячних плям показало, що температура речовини в них нижча від температури незбуреної фотосфери у сусідніх з плямами ділянках іноді навіть на 1500 К. Тому за контрастом з незбуреною фотосферою вони виглядають як темні утвори на ній. Трапляються як поодинокі плями, так і їхні *групи*. Невеличкі утвори з видимим кутовим діаметром 3–4" називають *пóрами*. Середні кутові розміри плям $\approx 1'$, тобто близько 40 000 км. Траплялися, однак, плями діаметром до 180 000 км. У великій плямі виділяють темне *ядро* (температура близько 4300 К) і світлішу облямівку — *півтїнь*, де температура газу становить 5000 К (рис. 11.7). У групах плям одна з них є *ведучою* або *головною* (розташована попереду в напрямку обертання Сонця), інша — *хвостовою*. Час життя поодиноких плям сягає чотирьох місяців, для груп плям він іноді обмежений декількома годинами.

Положення плям щодо сонячного екватора істотно залежить від фази циклу активності. У мінімумі активності плями виникають на широтах $\varphi = \pm 35^\circ$, з часом зона плямоутворення поступово опускається до екватора (біля максимуму активності плями групуються на $\varphi = \pm 15^\circ$), останні ж плями циклу з'являються на широтах близько $\pm 8^\circ$: у цьому полягає суть *закону Шперера*. Якщо залежність геліографічної широти формування плям від часу зобразити на діаграмі, то зони активності утворюють на ній своєрідні за виглядом «метелики Маундера».



а)



б)

Рис. 11.7. Сонячні плями: а) — структура сонячної плями, б) — фрагмент поверхні Сонця з великою групою плям

Досліджуючи розщеплення ліній у спектрах сонячних плям, Джордж Е. Хейл у 1908 р. виявив, що в плямах є сильні магнітні поля. Як було знай-

дено, індукція магнітного поля у більшості плям дорівнює 0,1–0,2 Тл, у деяких випадках вона сягає 0,45 Тл. Поле ведучої і хвостової плям завжди має різну полярність. Тому такі групи називають *біполярними*. Поля головних плям з північної і південної півкулі Сонця мають різну полярність. Знак поля головних плям у кожній півкулі збігається зі знаком глобального поля півкулі.

Оскільки густина речовини у плямі менша, ніж поза нею (а, отже, є меншою і непрозорість речовини у плямі), то рівень поверхні з оптичною товщиною $\tau = 1$ розташований в ній нижче. Тому пляма має вигляд тарілки або кратера, дно якого утворює ядро, а похилі стінки — півтінь. Глибина кратера для невеликих плям може сягати 1500–2000 км. Це — *ефект Вільсона*. Було зауважено також, що на рівні фотосфери газ зі швидкістю близько 2 км/с рухається в напрямку від центра плями назовні, тоді як у хромосфері над плямою газ рухається до центра плями зі швидкістю до 5 км/с. У цьому полягає суть *ефекту Евершеда*.

Разом із С. Б. Ніколсоном Дж. Е. Хейл виявив, що зміна полярності магнітного поля Сонця відбувається приблизно за 11 років (див. детальніше наступний підрозділ).

Факели і флокули. Спостереження поверхні Сонця дає змогу виявити ділянки, в яких яскравість дещо вища, ніж у навколишній фотосфері. Такі зони підвищеної яскравості одержали назву — *факели (факельні поля)*. Локалізовані вони навколо сонячних плям (рис. 11.8). Іноді факели з'являються раніше, ніж утворюється пляма, передвіщаючи таким чином її появу, і зберігаються протягом кількох десятків днів після того, як плями зникли.

Гарячі і яскраві ділянки в хромосфері, які перебувають безпосередньо над фотосферними факелами, названо *флокулами*.

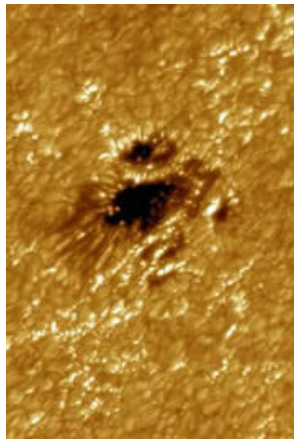


Рис. 11.8. Світлі факели навколо сонячної плями

Протуберанці. На фотографіях Сонця, зроблених у довжині хвилі лінії $H\alpha$, на краю диска видно своєрідні викиди речовини — *протуберанці* (рис. 11.9). Бачимо їх саме тому, що вони світяться в лінії $H\alpha$. Це означає, що речовина протуберанця інтенсивно перевипромінює кванти, які надходять до нього від фотосфери. І навпаки, коли протуберанець проектується на сонячний диск, його видно як *темне волокно*.

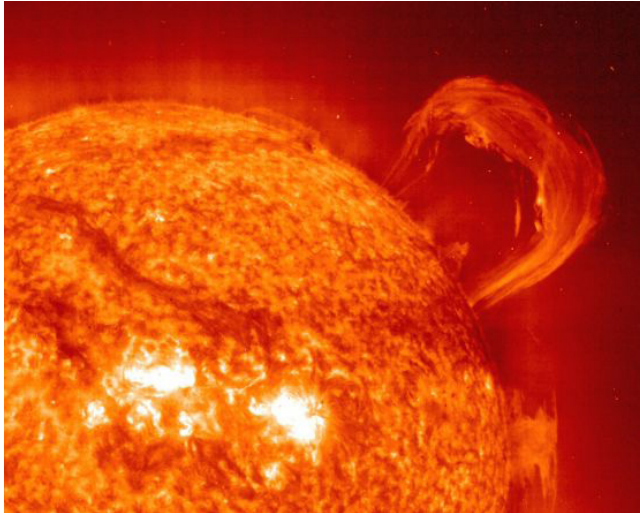


Рис. 11.9. Сонячний протуберанець

Форма протуберанців з часом істотно змінюється: іноді їхня довжина сягає навіть 200 000 км, товщина — кількох тисяч кілометрів. Середня густина речовини в них у сотні разів більша від густини навколишньої корональної речовини, а температура не перевищує 6000–8000 К. Індукція магнітного поля в цих об'єктах сягає в середньому 0,002–0,02 Тл, в окремих випадках — 0,1 Тл.

Завдяки протуберанцям, очевидно, відбувається обмін речовиною між хромосферою і короною. Самі ж ці об'єкти виникають у процесі підймання трубок магнітного поля (див. підрозділ 11.7) над поверхнею Сонця. Іонізований газ може рухатися, лише разом з магнітними силовими лініями, адже, він «вморожений» у магнітне поле і підіймається разом з ним. Водночас, спостереження показують, що частина газу повільно стікає донизу уздовж магнітних силових ліній.

За активністю протуберанці поділяють на спокійні та еруптивні. Перші не змінюють своєї конфігурації упродовж багатьох тижнів, другі зі швидкостями, що сягають 700 км/с, підіймаються догори до висоти 1 500 000 км.

Корональні діри. Ці утвори в короні мають відносно низьку температуру ($0,8 \cdot 10^6$ К); тут силові лінії магнітного поля Сонця спрямовані радіально, що й забезпечує вільне витікання плазми у міжпланетний простір.

Отже, корональні діри є джерелом швидких потоків речовини у сонячному вітрі.

Сонячні спалахи. Одним із найпотужніших і швидких у часі проявів сонячної активності є *сонячні спалахи*, які проявляють себе у вигляді областей підвищеної яскравості (рис. 11.10). Їх найкраще видно в лінії $H\alpha$, хоча в окремих випадках — і в білому світлі. У роки максимумів сонячної активності може трапитися до десяти спалахів за добу, тоді як у мінімумі протягом багатьох місяців може не бути жодного.

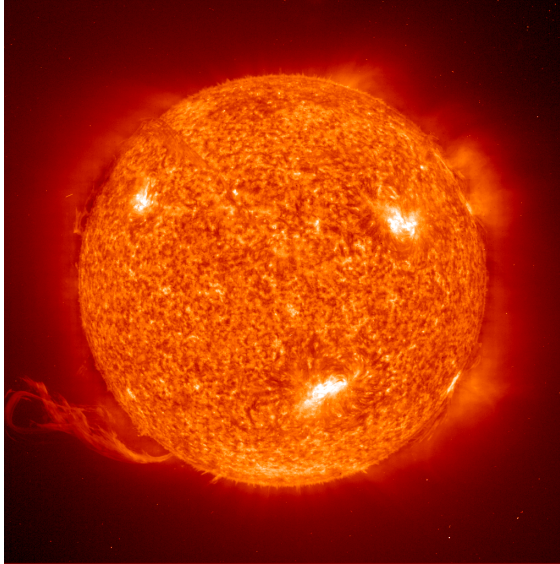


Рис. 11.10. Сонячні спалахи. У лівій нижній частині фотографії помітний великий протуберанець

Найчастіше спалахи виникають у нейтральних зонах між плямами, що мають протилежні полярності. Розміри зони, охопленої спалахом, досягають десятків тис. км. Процес розвитку невеликого спалаху триває 5–10 хв, найпотужніших — кілька годин. За цей час у зоні спалаху температура зростає до $5 \cdot 10^6$ К, і виділяється енергія близько 10^{21} – 10^{25} Дж, а це сумірне з енергією, що її Сонце випромінює з усієї своєї поверхні за 10^{-4} – 10^{-2} с. Під час спалаху виникає потужне випромінювання в радіо-, ультрафіолетовому, рентгенівському, а інколи навіть в гамма-діапазоні. З'являються також *сонячні космічні промені* — потоки електронів, протонів і важчих ядер, які рухаються зі швидкостями 0,01–0,10 від швидкості світла.

В окремих випадках під час спалахів утворюються зворотні викиди — *серджі* і невеликі бризки — *спреї*. Серджі подібні до велетенських струменів, що вилітають із зони спалаху зі швидкостями 200–300 км/с. Рухаючись похилими траєкторіями, речовина досягає висоти 20–100 тис. км і повертається назад тим самим шляхом.

11.6. Циклічність сонячної активності

Головним проявом сонячної активності є наявність на його поверхні плям. Статистичний аналіз їх кількості від року до року дає змогу скласти певні уявлення щодо існування окремих *циклів сонячної активності*. За міру плямотворної діяльності Сонця прийнято *число Вольфа*:

$$W = 10g + f, \quad (11.4)$$

де g — кількість груп плям; $f = \sum f_i$ — загальна кількість усіх плям, які є в цей момент на диску Сонця; f_i — кількість їх у конкретній i -й групі.

Наприклад, якщо на сонячному диску немає жодної плями, то $W = 0$. Коли ж на диску є одна пляма, то $W = 11$, бо її враховують двічі: перший раз як окрему пляму, другий — як групу. Такі обчислення проводять на кожен день, після чого, усереднюючи, знаходять середньомісячне і середнє за рік число Вольфа. Після цього можна зіставити його зміну від року до року.

Систематичні обчислення чисел Вольфа були започатковані у 1848 р. в обсерваторії м. Цюріх. Як видно (рис. 11.11), з того часу кількість плям на Сонці змінюється в середньому з періодом 11,1 року. Однак, проміжки між двома максимумами можуть коливатися в межах від 7,5 до 16 років. Тому передбачити настання конкретного максимуму нелегко.

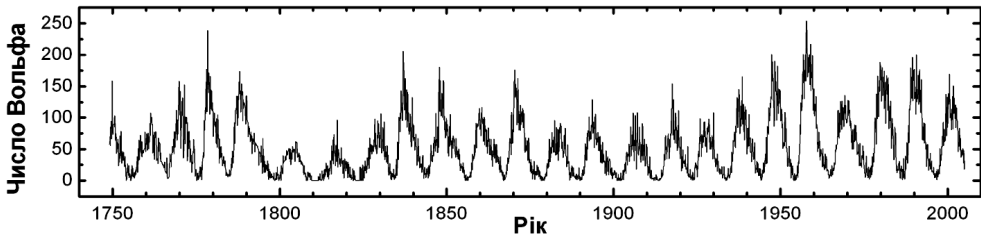


Рис. 11.11. Зміна чисел Вольфа за останні два з половиною століття (числа Вольфа до 1848 р. були відтворені на основі архівних даних спостережень)

Для зручності при характеристиках того чи іншого циклу введено їхню умовну нумерацію. Першим названо той цикл, який розпочався у 1755 р. За різними оцінками наприкінці 2008, або на початку 2009 року розпочався 24-й цикл сонячної активності, і це відповідає її мінімуму. Максимум сонячної активності стостерігався в околі 2017 р.

У кожному 11-річному циклі головні плями у всіх групах мають магнітне поле однієї полярності, а наступні за ними — протилежної. А ще через 11 років картина полярності магнітного поля змінюється на протилежну. Тому часто говорять не про 11-річний, а 22-річний *цикл Гейла*.

Зіставлення чисел Вольфа у різних максимумах сонячної активності вказує на існування *вікового циклу* — певної повторюваності найбільших максимумів через 100 років. Проаналізовано записи у хроніках за останні 2000 років як щодо спостережень полярних сьйв, так і плям, побачених неозброєним оком. З цього аналізу випливає, що віковий цикл триває 80–90 років. Підозрюють, що є і тисячолітній цикл сонячної активності з періодом близько 1800 років.

11.7. Причина сонячної активності

Описані вище явища, які визначають сонячну активність, виникають як наслідок змін з боку магнітного поля Сонця. Основну роль у цьому процесі відіграє його диференційне обертання. Модель, яка описує процес зростання напруженості поля і виникнення на сонячній поверхні локальних магнітних неоднорідностей, була запропонована американським астрономом Х. У. Бєбкоком у 1961 р. В моделі розглянуто еволюцію досить слабкого *полоїдального компонента* поля Сонця, силові лінії якого розташовані у меридіональних площинах під сонячною фотосферою. Оскільки поле є «вмороженим» у плазму, воно бере участь у загальному обертальному русі таким чином, що кожна ділянка його силової лінії, яка є ближчою до сонячного екватора, за одиницю часу проходить більший шлях, ніж ті частини, які є віддаленими від екватора. За декілька обертів Сонця неперервна силова лінія *полоїдального* поля намотується так, як це показано на рис. 11.12, а вся сукупність силових ліній у підфотосферному шарі згодом утворює *тороїдальний компонент* магнітного поля Сонця. Тут окремі силові лінії збираються у джгути, або трубки магнітних силових ліній, які є паралельними до лінії сонячного екватора. З плином часу напруженість поля значно зростає. Оскільки густина газу в трубці менша, ніж поза нею (тиск є однаковий з обох боків, а в самій трубці окрім газового ще діє додатковий тиск з боку магнітного поля), то частина трубки може спливати на поверхню Сонця, утворюючи при цьому магнітну петлю. Саме плями і є наслідком виходу на поверхню Сонця потужних магнітних трубок. Пляма, в якій магнітні силові лінії виходять з-під поверхні, має північну полярність *N*, якщо-ж лінії йдуть під поверхню — південну *S*. У межах плями рух газу поперек силових ліній поля є сильно ускладнений, тому конвективний винос гарячого газу з підфотосферних шарів на поверхню практично заблокований, що призводить до локального зниження температури в межах плями. Тому плями виглядають темнішими від навколишнього середовища.

Після досягнення максимуму активності Сонця у його підфотосферному шарі набуває темпу процес *анігіляції* (знищення) тороїдального компонента магнітного поля. Це відбувається в процесі зближення і Perez'єднан-

ня трубок силових ліній, в яких поле має протилежний напрямок. Внаслідок такого процесу енергія магнітного поля трансформується в теплоту. Через кілька років активність Сонця стає найменшою; на його поверхні плям немає навіть упродовж місяців. Згодом диференційне обертання замотує силові лінії полоїдального компонента поля, утворюючи з них магнітні трубки тороїдального компонента великої напруженості, і активність Сонця знову зростає. Окрім цього, з таким самим періодом відбувається і зміна полярності полоїдального компонента — якщо протягом певного n -го за рахунком 11-річного циклу у північній півкулі був північний магнітний полюс, то наступного $n+1$ -го циклу тут буде південний магнітний полюс. І тільки через приблизно 22 роки після початку n -го циклу полярність знову стане північною. Останнього разу зміна полярності полоїдального компонента магнітного поля Сонця відбулася у 2013–2014 роках. Слід зазначити, що процес зміни полярності є значно складнішим. Іноді така зміна спочатку відбувається тільки з одним із полюсів, і тоді Сонце впродовж кількох тижнів або навіть місяців має два північних, або ж два південних магнітних полюси!

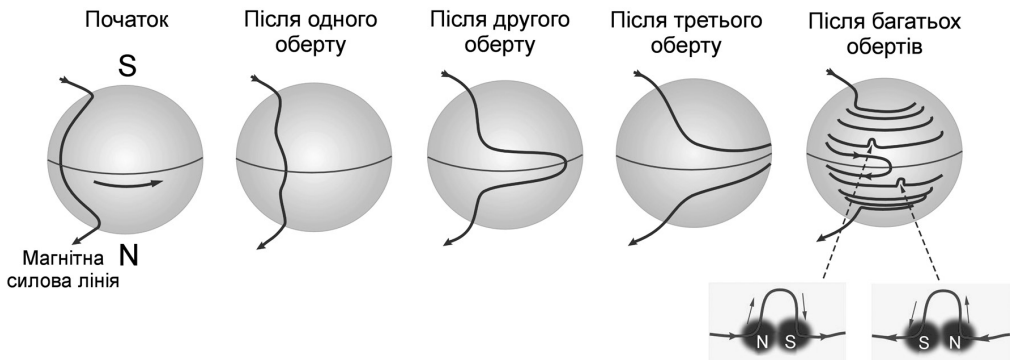


Рис. 11.12. Схема генерації магнітного поля Сонця, виходу на його поверхню трубок магнітних силових ліній і утворення плям

Утворення факельних полів в рамках розглянутої моделі пояснюється як початковий етап процесу спливання магнітних силових трубок з підфотосферного шару. Спливаючий фрагмент трубки стискає фотосферний газ над собою, що призводить до локального підвищення температури, а, отже, й яскравості. Як тільки процес спливання закінчується, на цьому місці з'являється пляма.

Протуберанці утворюються в короні внаслідок підйому газу з нижньої частини сонячної атмосфери вздовж магнітних силових ліній, які мають петлеподібну форму. Оскільки плазма не може вільно рухатися поперек силових ліній поля, протуберанець врешті-решт зависає на них високо над фотосферою.

Перез'єднання магнітних силових ліній, якщо воно відбувається над фотосферою (в хромосфері, або короні), є причиною сонячних спалахів.

Ритмічно зі зміною кількості плям на поверхні Сонця з 11-річним циклом змінюється також і кількість факелів, протуберанців, корональних викидів тощо.

11.8. Зв'язок між рівнем сонячної активності і земними явищами

Нестаціонарні явища, які відбуваються на Сонці, є справді великомасштабними. Зокрема, за даними рентгенівських спостережень, під час спалахів температура в короні над активними зонами зростає до мільйонів, і навіть десятків млн кельвінів. Визначено, що потік випромінювання в окремих рентгенівських діапазонах під час спалахів зростає у 100–400 разів. Завдяки активним процесам на фоні теплового радіовипромінювання на Сонці виникають ще й різні типи радіосплесків. Усі ці активні процеси так чи інакше впливають на Землю, на стан її атмосфери, на її магнітне поле і на біосферу, зокрема на організм людини.

Наприклад, ще в XIX ст. виявили, що амплітуда добових коливань магнітного поля Землі змінюється від року до року згідно з кількістю плям на Сонці. Спостереження показали, що через 1–2 доби після проходження через центральний меридіан Сонця великих плям або їхніх груп виникають особливо сильні неправильні коливання величини магнітного поля Землі — *магнітні бурі*. І вони, і полярні сьйва пов'язані з корпускулярними потоками, що надходять від Сонця.

Безпосередньо під час спалахів відбуваються порушення радіозв'язку, особливо це помітно на довжинах хвиль від 15 до 60 м. Вони зумовлені різким зростанням іонізації в іоносфері Землі під дією підвищеного випромінювання Сонця в ультрафіолетовому та рентгенівському діапазонах. Згустки плазми і потоки заряджених частинок, викинуті з поверхні Сонця під час спалахів, можуть вивести з ладу електронне обладнання штучних супутників, спричинити коротке замикання в системах електромереж.

Вивчення історичних документів показало, що спалахи чуми, холери, скарлатини і дифтериту припадали переважно на роки максимумів активності Сонця. Сучасні статистичні дані вказують на те, що кількість загострень серцево-судинних захворювань, травматизм на виробництві, кількість дорожньо-транспортних пригод найбільші в роки і дні, коли на Сонці трапляються спалахи.

Очевидно, у ритмі з сонячними явищами змінюються певні функції людського організму. За деякими даними, чим більше число Вольфа, тим меншою є середня концентрація соляної кислоти у шлунку. У максимумі активності здатність крові розчиняти тромби, сторонні частинки і мікроби приблизно на 30% менша, ніж у мінімумі. Тому і знижується бар'єр, яким організм захищає себе від хвороботворних мікробів.

Отже, вплив сонячної активності на людину багатогранний. Один із шляхів буквально миттєвого впливу — через збурення магнітного поля Землі під час спалахів. При цьому спостерігаються дві хвили: перша — через 8,5 хв після спалаху, друга — через дві доби. У першому випадку цей вплив зумовлений влітанням у земну атмосферу потоків рентгенівських фотонів, що виникли внаслідок спалаху, у другому — потоків частинок, переважно протонів, електронів, ядер Гелію. Як перші, так і другі спричиняють у ній появу додаткових електричних зарядів і тим самим призводять до збурення загального магнітного поля Землі, яке й передається на людський організм. Настає спазм кровоносних судин, підвищується тиск, а звідси інфаркти та інсульти. Унаслідок зменшення припливу крові до мозку з'являється млявість, сонливість, а отже, неухважність, сповільнення реакції робітника на підприємстві чи водія автотранспорту.

З метою безперервного вивчення процесів, які відбуваються на Сонці, створено всесвітню службу Сонця, завданням якої є визначення і прогнозування рівня його активності. Для цього встановлюють наукову апаратуру на штучних супутниках Землі, на стратостатах тощо. За даними на кожен день складають карту сонячної поверхні, на яку наносять плями, факели, волокна, протуберанці, інтенсивності у зеленій та червоній корональних лініях, що належать Феруму. Ці карти, як і індекси сонячної активності, зокрема числа Вольфа, регулярно надають у «Сонячних бюлетенях».

З процесами, які відбуваються на Сонці, зокрема з можливим коливанням сонячної сталої, пов'язують зміни клімату Землі (див. розділ 12). Так виявлено кореляцію між середньою кількістю плям упродовж циклу сонячної активності і кліматичними характеристиками. Зокрема, британський астроном Е. В. Маундер, використовуючи історичні свідчення, виявив, що в інтервалі часу з 1645 р. до 1715 р. на Сонці майже не було плям (так званий *маундерівський мінімум* сонячної активності). У ті часи погода, зокрема, у Європі і Північній Америці була занадто холодною, тому цей інтервал часу навіть називають Малим льодовиковим періодом.

11.9. Безпосереднє використання сонячної енергії

Одна з проблем, що з нею стикається людство вже сьогодні — поступове виснаження земних ресурсів, зменшення родючості ґрунтів, зменшення запасів органічного палива. Як уважають, запасів вугілля на планеті достатньо для забезпечення потреб світової енергетики лише на найближчі 200 років. Проте на цьому шляху виникла інша перепона — прогресуюче забруднення навколишнього середовища. Адже щорічно в атмосферу Землі надходить 20 млрд тон вуглекислого газу, значна кількість чадного газу, оксиду Сульфуру, Нітрогену, твердих частинок, які згубно впливають на живу природу.

Тому принаймні з 50-х років ХХ ст. уже якнайсерйозніше розглядають питання про використання для технологічних і побутових потреб енергії Сонця.

За обчисленнями, за коефіцієнту корисної дії усього 5%, сонячної енергії, зібраної у тропічних районах з 6 м² горизонтальної поверхні, цілком достатньо для задоволення сучасної енергетичної потреби однієї людини. Уже тепер у багатьох країнах сонячну енергію успішно використовують для опріснювання води, нагрівання й охолодження приміщень тощо. Сонячні електростанції, що вже діють у деяких країнах, у своїй роботі повторюють принцип звичайної теплової електростанції: вода нагрівається у спеціальних котлах і пара, що там утворюється, спрямовується на турбіну, яка й обертає з'єднаний з нею електричний генератор. Завдяки об'єднанню потоків світлової енергії від багатьох дзеркал — *геліостатів* — пара нагрівається до температури близько 1000 °С. Вартість електроенергії у США у пустелі Мохаве на одній з перших комерційних наземних сонячних електростанцій вдалося довести до кількох центів за кіловат-годину. Це сумірне з вартістю електроенергії, яку виробляють атомні електростанції.

За одним з варіантів приймача сонячної енергії його панель розташована на вершині 60-метрової башти. Сонячна енергія концентрується на ній за допомогою 222 дзеркал, що забезпечує потужність близько 5 МВт.

У Піренеях встановлено плавильні печі, в яких завдяки концентрації сонячної енергії досягається температура близько 3000°С. Річ ясна, тут можна отримати чисті, без небажаних домішок, продукти плавлення.

Зараз у світі широко поширюється спосіб використання сонячного світла для виробництва електроенергії за допомогою фотоелементів.

Обговорюють питання побудови космічних сонячних електростанцій за межами земної атмосфери. Два основні елементи такої станції мали б бути такими: сонячна енергоустановка, яка вловлювала б променисту енергію Сонця і перетворювала її в електричну; система спрямованої передачі енергії з космосу на Землю у мікрохвильовому діапазоні. Розраховано, що за потужності енергосистеми 5 млн кВт електростанція буде мати масу 20–50 тис. т. Площа сонячного колектора у разі використання фотоелектричного способу перетворення енергії сягала б 50 км². Приймають, що діаметр передавальної антени дорівнює 1 км, приймальної — не менше 10 км. Тут ця енергія мала б перетворюватися в електричний струм і далі спрямовуватися в енергосистему країни. Усі такі проекти, однак, виглядають сумнівними як щодо їх вартості, так і можливостей передачі енергії на поверхню Землі без загрози для навколишнього середовища.

Розділ 12

ПЛАНЕТИ ТА ЇХ СУПУТНИКИ

12.1. Визначення поняття «планета»

Генеральна асамблея Міжнародного астрономічного союзу (МАС), що відбулася у Празі у серпні 2006 р., прийняла резолюцію стосовно визначення поняття «планета» і нової класифікації об'єктів у Сонячній системі. Спираючись на цю резолюцію, можна дати таке означення планети: *класична планета* — це космічне тіло, що має достатню масу для того, щоб під час формування самогравітація перевищувала силу пружності порід і тіло згодом могло прийняти гідростатично врівноважену (близьку до сферичної) форму. Додаткова умова полягає в тому, що тіло має очистити околиці своєї орбіти (тобто поряд із планетою немає інших, порівнянних з нею за розмірами і масою тіл). Для *карликових планет* перша умова щодо достатності маси лишається тією самою. Проте на відміну від класичних планет карликова планета не очищує околиці своєї орбіти, а також не є супутником (планети).

Згідно з резолюцією МАС, яка стосується тільки тіл Сонячної системи, для планет висувається також умова їх обов'язкового обертання навколо Сонця. Проте зазначимо, що вимога обертання планети навколо своєї зорі не є обов'язковою. Адже за сучасними уявленнями можливе існування планет окремо від зір — у міжзоряному просторі, оскільки внаслідок гравітаційних збурень, спричинених або сусідніми планетами з ексцентричними орбітами, або близьким проходженням іншої зорі, вони можуть бути викинуті за межі своїх планетних систем.

Якщо йдеться про Сонячну систему, то усі інші об'єкти, що обертаються навколо Сонця, охоплюються поняттям «Малі тіла Сонячної системи».

Визначимо критичні розміри й масу космічного тіла, за яких його можна вважати планетою. Очевидно, що космічне тіло не можна вважати сферичним, якщо максимальна висота гірських утворень на ньому є порівняною з радіусом цього тіла. Максимальну висоту гір H_{\max} можна визначити з

умови, що тиск на основу гори не має бути більшим за границю пружності порід σ , які лежать в її основі, інакше основа безповоротно деформується, і внаслідок цього гора просяде. Для однорідної гори довільної форми і густиною ρ матимемо рівність:

$$\xi \rho g H_{\max} = \sigma, \quad (12.1)$$

де ξ — коефіцієнт, що враховує форму гори (наприклад, за циліндричної форми $\xi = 1$, за конічної — $\xi = 1/3$). З (12.1) отримуємо

$$H_{\max} = \frac{\sigma}{\xi \rho g}. \quad (12.2)$$

Зазначимо, що для гір максимальної висоти, що трапляються на планетах Сонячної системи, задовільна згода з формулою (12.2) досягається за значення $\xi \approx 1$ (Еверест на Землі має висоту ≈ 9 км, гора Олімп на Марсі — близько 26 км).

Покладаючи у граничному випадку $H_{\max} = R_{\min}$, де R_{\min} — критичний (мінімальний) радіус космічного тіла, і враховуючи, що маса сферичного однорідного тіла дорівнює $M_{\min} = 4\pi R_{\min}^3 \rho / 3$, дістаємо для граничних параметрів сферичної планети:

$$R_{\min} = \frac{1}{2\rho} \sqrt{\frac{3\sigma}{\pi \xi G}} \approx \frac{1}{2\rho} \sqrt{\frac{\sigma}{\xi G}}, \quad (12.3)$$

$$M_{\min} = \frac{1}{2\rho^2} \sqrt{\frac{3}{\pi} \left(\frac{\sigma}{\xi G}\right)^3} \approx \frac{1}{2\rho^2} \sqrt{\left(\frac{\sigma}{\xi G}\right)^3}. \quad (12.4)$$

Щоб отримати числове значення для *мінімальної маси планети*, необхідно визначити основні можливі типи планет. За сучасними уявленнями тип планети залежить від умов формування протопланетних тіл. Зони формування планет у протопланетному диску за хімічного складу, що відповідає складу атмосфери Сонця, визначають чотири групи планетних тіл.

Розрахунки показують, що атоми і молекули Гідрогену, і атоми Гелію, що перебувають у газоподібному стані, можуть утримуватися тільки планетами з масою більше $10^{-4} M_{\odot}$ в зоні з температурою $T < 200$ К. Такі планети є *гідрогено-гелієвими* (позначимо їх як Н-He). У менш масивних планет, що формуються в низькотемпературній зоні, домінує лід різного хімічного складу (*льодяні планети* — Іс). В середньотемпературній зоні протопланетного диска, де $T > 200$ К, речовина вже не може конденсуватися в лід;

тут втрачається як Гідроген, так і Гелій. За $T < 350$ К з'являються гідративні силікати ($\text{SiO}_2 \cdot n\text{H}_2\text{O}$), які під час нагрівання виділяють воду і можуть формувати гідросферу або криолітосферу. Отже, у зоні з $T < 1500\text{--}1700$ К (в залежності від тиску) формуються *силікатні планети* (умовно позначаються символом Si). У високотемпературній зоні (до 1900 К) силікатна речовина частково втрачається, і виникають умови для формування *силікатно-металевих планет* (Si-Me).

Кожній з виділених планетних груп відповідають типові середні значення густини та границі пружності переважаючих порід на поверхні. У таблиці 12.1 наведені мінімальні значення маси і діаметра льодяних, силікатних (як типову взято таку гірську породу як базальт) і силікатно-металевих планет, обчислені за формулами (12.3) і (12.4) в припущенні $\xi = 1$. За мінімальну масу Н-He-планет прийнято значення $10^{-4}M_{\odot}$, і за характерною для них густиною (≈ 1000 кг/м³) обчислено їх мінімальний діаметр.

Таблиця 12.1

Мінімальна маса (M_{\min} , у сонячних одиницях і кілограмах) та діаметр (D_{\min}) основних типів планет для характерних значень їх середньої густини (ρ) і границі пружності порід (σ)

Тип планети	ρ , кг/м ³	σ МПа	M_{\min}		D_{\min} км
			M_{\odot}	кг	
Ic	≈ 1000	≈ 5	$\approx 10^{-11}$	$\approx 10^{19}$	≈ 300
Si	≈ 3000	≈ 250	$\approx 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{20}$	≈ 600
Si-Me	≈ 5000	$\approx 10^4$	$\approx 10^{-8}$	$\approx 10^{22}$	≈ 2400
Н-He	≈ 1000	—	$\approx 10^{-4}$	$\approx 10^{26}$	$\approx 57\,600$

Як приклади існування маленьких льодяних сферичних тіл (набагато менших за силікатні сферичні тіла) можна навести супутники Сатурна Мімас та Енцелад, а також супутник Урана Міранду. Значимо також, що мінімальна маса для силікатних планет — це межа між планетами (класичними, карликовими) і такими малими тілами Сонячної системи, як астероїди (див. підрозділ 13.1). На сьогодні, наприклад, Цереру ($M = 9,39 \cdot 10^{20}$ кг, $D \approx 946$ км і $\rho \approx 2080$ кг/м³) відносять до карликових планет, а Весту ($M = 2,59 \cdot 10^{20}$ кг, $D \approx 525$ км і $\rho \approx 3460$ кг/м³), параметри якої якраз перебувають на межі астероїд-силікатна планета, — до астероїдів. Отже, теоретичні оцінки, наведені в табл. 12.1, добре узгоджуються з результатами спостережень космічних тіл у Сонячній системі.

Насправді різниця між планетами та астероїдами не обмежується відмінностями у геометричній формі цих об'єктів. Ця різниця є більш глибокою. Маса планет достатньо великі, щоб в їх надрах відбувався процес гравітаційної диференціації. Гравітаційної — тому що цей процес спричинений і відбувається під впливом власного гравітаційного поля, диференціації — тому що він призводить до просторового розділення речовини планети на шари з різною густиною. Важчі хімічні елементи і сполуки опускаються до центра планети, легші — спливають до поверхні. Для твердої планети це можливо за умови, якщо власна гравітаційна енергія планети в розрахунку на одиницю маси перевищуватиме енергію кристалічних ґраток (питому енергію зв'язку кристалів).

Наочний приклад результатів гравітаційної диференціації — внутрішня будова Землі, що детально досліджена за допомогою *сейсмології* (див. підрозділ 12.3.3). За відсутності сейсмічних даних про диференціацію можуть свідчити результати аналізу: гравітаційного та магнітного полів, геометричної фігури, величини безрозмірного моменту інерції планет, геологічної будови їх поверхонь (для планет з твердою поверхнею) і деякі інші дані.

Наявність процесу гравітаційної диференціації (нині або в минулому) означає, що планети всередині еволюціонують. Причому термін еволюції є сумірним з часом існування Сонячної системи. Саме *еволюція* (крім форми) принципово відрізняє планети від астероїдів.

Верхньою межею мас планет є межа між планетами і зорями. Зорі (включаючи кінцеві стадії їх еволюції) — це газові кулі, які складаються переважно з Гідрогену та Гелію і всередині яких відбуваються термоядерні реакції. Нині вважають, що мінімальна маса зір, і це зумовлене ефективним початком термоядерних реакцій перетворення ядер Гідрогену в ядра Гелію, становить приблизно 0,075 маси Сонця, що за порядком величини дорівнює 10^{29} кг (близько 80 мас Юпітера). Проте в околі 1980-го року була висунута гіпотеза, що між планетами і зорями має існувати проміжний клас об'єктів (див. підрозділ 16.1), які згодом отримали назву субзір або коричневих карликів, і були виявлені у 1995 р. Діапазон мас, в яких існують субзорі, вузький і становить всього $10^{28} - 10^{29}$ кг. Отже, верхньою межею мас планет можна вважати значення 10^{28} кг (теоретична оцінка — $0.012 M_{\odot} \approx 13$ мас Юпітера).

Наочною ілюстрацією другої властивості планет є виявлена залежність процесу очищення околиць своєї орбіти від маси об'єкта і його орбітального періоду. З'ясовано, що чим більше маса і коротший період (а, отже, згідно з третім законом Кеплера менший розмір орбіти), тим легше космічному тілу акумулювати або розкидати своїх сусідів. З рис. 12.1 видно, що Меркурій і Марс — відносяться до класичних планет, а Плутон, Ерида, Хаумеа, Макемаке та Церера — утворюють зовсім іншу групу.

Отже, поняття «планета» наповнюється новим і важливим змістом: *планети — це космічні тіла, маси яких займають діапазон від 10^{19} кг до*

10^{28} кг, речовина яких перебуває переважно у конденсованому стані, і які еволюціонують внаслідок гравітаційної диференціації.

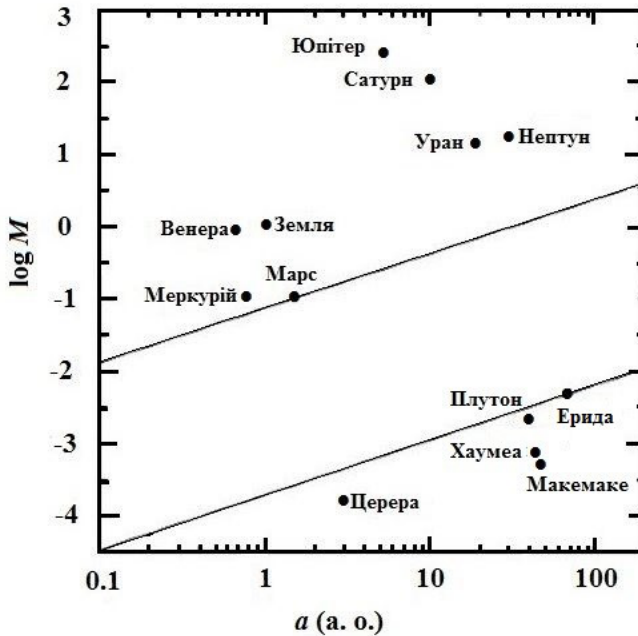


Рис. 12.1. Діаграма «маса – розмір орбіти» для об'єктів Сонячної системи. По осі ординат відкладено логарифм маси (відносно маси Землі), а по осі абсцис — велику піввісь орбіти в астрономічних одиницях

Можна стверджувати, що планети — надунікальні об'єкти у Всесвіті. Наявність на планетах твердої та рідкої фаз речовини в широкому діапазоні температур і тисків зумовлює не тільки величезну різноманітність фізичних явищ та процесів, а й перебіг різних хімічних реакцій, таких як, наприклад, утворення природних хімічних сполук — мінералів. На жодних космічних тілах немає такої багатогранної хімії, як на планетах (наприклад, на Землі виявлено понад 2000 мінералів). Проте на планетах можуть відбуватися не тільки фізичні й хімічні процеси, а й, як свідчить приклад Землі, біологічні та соціальні, тобто планети грають особливу роль в еволюції матерії у Всесвіті. Наш досвід говорить про те, що саме завдяки існуванню планет у Всесвіті відбувається перехід від фізичної форми руху матерії до хімічної, біологічної, соціальної, цивілізаційної.

12.2. Елементи фізики планет

Виходячи з уявлень про гідростатичну рівновагу планети та певне рівняння стану (для твердих тіл зв'язок тиску і густини наближено задається співвідношенням $P \propto \rho^2$), за відомої маси планети обчислюють її радіус та

розподіл параметрів від її центра до поверхні. Задача ця досить складна. Зокрема, слід враховувати, що зі збільшенням тиску Гідроген переходить у газорідкий стан (при цьому зникає відмінність між Гідроеном газоподібним і твердим), а потім у твердий металічний Гідроген і рідкий металічний Гідроген (металічність означає наявність вільних електронів, які з'являються внаслідок іонізації за рахунок тиску). Аналогічно за високого тиску металізуються й інші речовини. Їхні властивості у всіх агрегатних станах вивчає квантова механіка та статистична фізика.

Усе це дає змогу розрахувати діаграму «маса – радіус» для небесних тіл, побудованих з холодного Гідрогену, Гелію і льоду (рис. 12.2). Як виявилось, кожній заданій масі відповідає цілком конкретне значення радіуса тіла. Зі зростанням маси радіус планети спочатку зростає, а потім зменшується. У цьому проявляється зростаюче самопритягання речовини та її здатність переходити у щільніші агрегатні стани. Найбільший радіус чисто гідрогенової планети не може перевищувати 80 000 км.

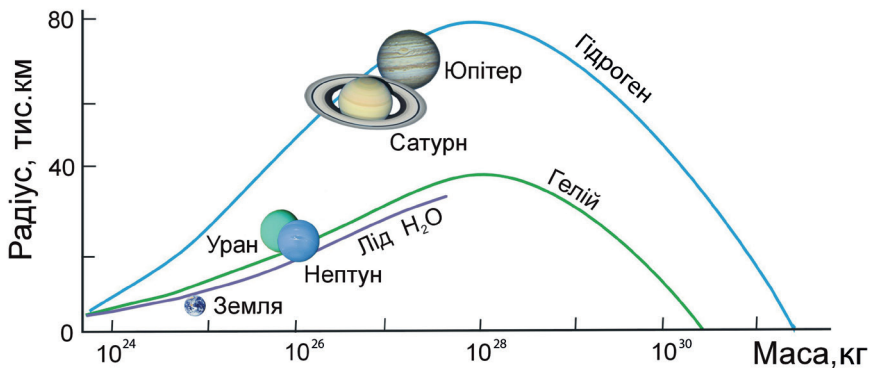


Рис. 12.2. Діаграма «маса – радіус» для холодних небесних тіл

На цій діаграмі Юпітер і Сатурн перебувають недалеко від кривої тіл з чистого Гідрогену. Очевидно, ці планети справді складаються з Гідрогену з невеликою домішкою Гелію. Ці планети можна віднести до *гідрогено-гелієвих* планет, часто їх називають *газовими гігантами*. Планети Уран і Нептун розташовані поблизу кривої чисто гелієвих тіл. Очевидно, їхня речовина містить значну кількість елементів, важчих за Гелій. За однієї з моделей в цих планетах міститься близько 50% води, 20% Гідрогену, стільки ж метану і близько 5% аміаку. Як видно, невизначеність щодо хімічного складу планет велика. Ці планети відносять до *льодяних гігантів*.

Перебуваючи на відомій відстані від Сонця, кожна з планет отримує від нього певну кількість енергії в одиницю часу:

$$W = \pi R^2 (1 - A)q, \quad (12.5)$$

де R — радіус планети; πR^2 — площа її поперечного перерізу; q — сонячна стала для цієї планети; A — так зване *альbedo*, яким визначається відносна частина сонячної енергії, що відбивається (розсіюється) поверхнею у міжпланетний простір. Параметр q для Землі відомий, для інших планет, згідно з формулою (8.15), він змінюється обернено пропорційно квадрату їхніх відстаней від Сонця. Це і дає змогу визначити температуру поверхні планети — так звану радіаційну температуру T . Обчислюють її з умови теплового балансу $W_+ = W_-$. Тобто записана вище величина W у вигляді (12.5) має дорівнювати енергії, що її планета випромінює з усієї своєї площі:

$$W_- = 4\pi R^2 \sigma T^4. \quad (12.6)$$

Для Землі обчислене T становить $T = 255$ К, тобто $t = -18^\circ\text{C}$. Для всіх інших планет мало б бути $T = 255\text{ К}/\sqrt{a}$. Насправді середня температура Землі $T = 288$ К ($+15^\circ\text{C}$), що зумовлене *парниковим ефектом*. Парниковий (*тепличний* чи *оранжерейний*) ефект в атмосфері планети — це підвищення температури нижніх шарів її атмосфери та поверхні, зумовлене здатністю атмосфери затримувати інфрачервоне випромінювання і частково повертати його у напрямку до її поверхні. З іншого ж боку, якби Земля взагалі не мала атмосфери, то у підсонячній точці температура досягала б близько 390 К і більше, тоді як на протилежній частині Землі — приблизно на 300 К менше. Є певна невизначеність і в альbedo тієї чи іншої планети.

Ще одне важливе питання, яке стосується всіх планет, — це стійкість їхніх атмосфер з часом. Для кожної з планет можна обчислити параболічну швидкість v_{II} на її поверхні (другу космічну швидкість), а за формулою (8.39) — найімовірнішу швидкість молекули в її атмосфері v^* . І хоча, як правило $v^* < v_{\text{II}}$, проте атмосфера планети може втрачати молекули того чи іншого газу. По-перше, тому, що у верхніх шарах атмосфери (в екзосфері) температура досягає 1000 К і, отже, швидкості молекул і атомів більші. По-друге, формула (8.39) дає найімовірнішу швидкість частинки, тоді як згідно з розподілом Максвелла (8.38) у «хвості» цього розподілу завжди є певна кількість частинок, швидкості яких перевищують v_{II} .

З обчислень випливає, що характерний час дисипації Гідрогену з атмосфери Землі становить 36 тис. років, тоді як Гелію — $4 \cdot 10^{13}$ років. Для атмосфери Марса це відповідно 900 і 11 000 років. Важкі елементи, як Нітроген і Оксиген, дисипувати з атмосфери Землі не можуть. Для Марса це може статися в масштабах мільярдів років. Що ж стосується планет-гігантів, то їхні атмосфери є цілком стійкими завдяки великим значенням v_{II} і низькій температурі верхніх шарів їхніх атмосфер (тоді мале v^*).

12.3. Загальні характеристики планет

За фізичними характеристиками класичні планети Сонячної системи можна поділити на дві групи: *планети типу Землі* та *планети-гіганти*. До першої належать Меркурій, Венера, Земля і Марс, до другої — Юпітер, Сатурн, Уран і Нептун.

Планетам земної групи властиві порівняно невеликі розміри і маси, велика середня густина (визначається як відношення маси планети до її об'єму), тверда поверхня. Їм притаманне також повільне обертання навколо своїх осей, невелика кількість супутників або взагалі їх відсутність. Ці планети відносять до *силікатно-металевих*.

Планети-гіганти перебувають на більших відстанях від Сонця, мають великі радіуси і маси, малу середню густину (близьку до густини води). Для цих планет типовим є швидке осьове обертання, вони мають протяжні водородно-гелієві атмосфери з домішками водородових сполук. Очевидно, вони взагалі не мають твердих поверхонь, хоча не виключають існування невеликих металосилікатних ядер.

Детальніші числові дані про планети наведено нижче. Описуючи характеристики планет, будемо використовувати наступні позначення: a — середня відстань від Сонця (велика піввісь орбіти, а. о.), e — ексцентриситет орбіти, T — сидеричний період обертання навколо Сонця (р. — у роках або д. — у добах), i — нахил площини екватора планети до площини її орбіти (градуси), M — маса планети (кг), R — екваторіальний радіус (км), ρ — середня густина планети (кг/м³), g — прискорення вільного падіння поблизу її поверхні (м/с²), P — період осевого обертання (д. — у добах або год — у годинах).

12.3.1. Меркурій

a	e	T	i	M	R	ρ	g	P
0,387	0,206	87,97д.	7,0	$3,30 \cdot 10^{23}$	2439	5430	3,72	58,6 д.

Меркурій — найближча до Сонця планета Сонячної системи (рис. 12.3). Середня відстань Меркурія від Сонця становить 0,39 а. о. Внаслідок значної еліптичності орбіти ($e = 0,206$) Меркурій може наблизитися до Сонця на відстань $r_{\text{П}} = a(1 - e) = 0,31$ а. о. і віддалитися від нього на відстань $r_{\text{А}} = a(1 + e) = 0,47$ а. о. З цієї причини температура екваторіальної зони денної півкулі Меркурія може коливатися від 700 К у перигелії до 600 К в афелії.

За своїми розмірами Меркурій ненабагато перевищує Місяць. Невелике значення прискорення вільного падіння і достатньо висока температура

його поверхні є факторами, які перешкоджають утриманню щільної газової атмосфери. Виявлено, що атмосфера Меркурія є надзвичайно розрідженою. За концентрацією частинок $n \approx 10^{12} \text{ м}^{-3}$ вона відповідає щільності земної атмосфери на висоті 700 км. Основні складові меркуріанської атмосфери — Гідроген і Гелій. Атоми цих елементів Меркурій захоплює з сонячного вітру. В середньому через 200 днів атоми Гідрогену і Гелію відриваються від нього, але на їхнє місце безперервно надходять інші. Разом з тим в атмосфері Меркурія є також атоми Оксигену, Натрію, Калію та ін. Останні постачаються меркуріанським ґрунтом. Подібно до атомів Гідрогену і Гелію, вони теж через деякий час залишають планету.

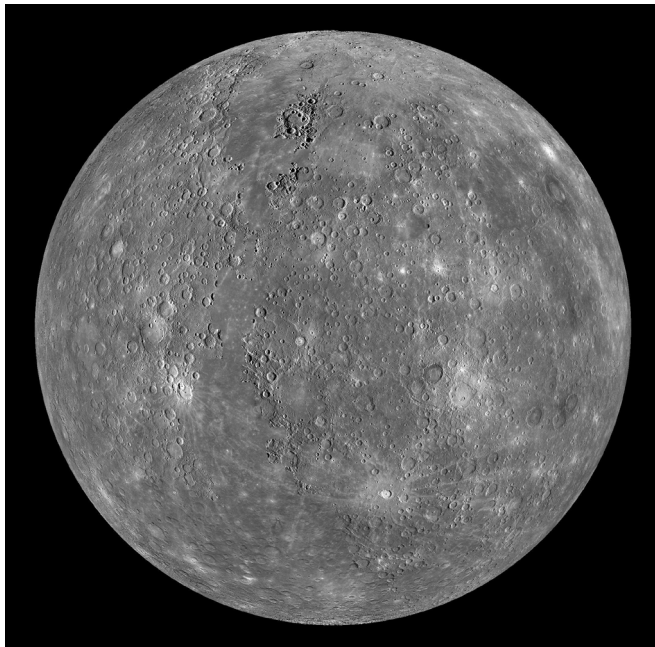


Рис. 12.3. Меркурій (фото з AMC *Messenger*)

Відсутність щільної атмосфери зумовлює значний температурний перепад між денною і нічною півкулями цієї планети. Меркуріанська доба дорівнює 176 земних, і з настанням меркуріанської ночі температура поверхні швидко знижується до 100 К. Оскільки вісь обертання планети майже перпендикулярна до площині її орбіти, навколополярні ділянки поверхні Меркурія мають низьку температуру, і як впливає з проведених у 1992 р. радарних спостережень, тут у глибині полярних кратерів є замерзла вода.

Спостереження Меркурія з Землі за допомогою телескопа утруднені через його близькість до Сонця, тому поверхня цієї планети довгий час залишалася вивченою слабо. У 1974 р. космічний апарат *Mariner-10* (США) зміг наблизитися до планети на відстань всього 320 км і сфотографувати

приблизно 40% її поверхні. Аналіз знімків показав, що досліджена частина поверхні Меркурія суцільно вкрита кратерами ударного походження, а меркуріанський ландшафт надто нагадує місячний. Однак на цій поверхні трапляються і цілком нові деталі — *ескарпи* — обриви протяжністю в сотні і навіть тисячі кілометрів і висотою 2–3 км. Висота гір на Меркурії сягає 4 км. Ударні кратери на поверхні Меркурія мають давнє походження, їхній вік оцінюється в 3–4 мільярди років. На дослідженій частині поверхні немає слідів недавньої вулканічної або тектонічної активності.

Завдяки зонду *Messenger* (2004–2015 рр., США), який дослідив всю поверхню Меркурія, з'ясовано, що вона достатньо однорідна. Цим Меркурій відрізняється від Місяця або Марса, у яких виявлено сильну асиметрію півкуль.

Дослідження *Messenger* показали, що кора Меркурія бідна на Алюміній і Кальцій порівняно, наприклад, з материковими областями Місяця. Водночас поверхня Меркурія є порівняно бідною Титаном і Ферумом та багата Магнієм, займаючи проміжне положення між типовими базальтами і ультраосновними гірськими земними породами. Виявлено також порівняно велику поширеність Сульфуру, що передбачає відновлювальні умови формування планети.

Внутрішня будова Меркурія, імовірно, нагадує будову Землі. Про це свідчить і достатньо близьке значення середньої густини обох планет. Меркурій має масивне залізо-нікелеве ядро, радіус якого становить за останніми даними близько 80% радіуса планети, та відносно тонку оболонку, яка оточує ядро, — мантію, що складається із більш легких сполук Силіцію.

Напруженість магнітного поля Меркурія у 10 разів менша, ніж у Землі.

Меркурій здійснює три оберти навколо своєї осі впродовж двох повних обертів навколо Сонця (синхронізація обертальних рухів 3:2), тому сонячна доба на Меркурії триває два меркуріанських роки! Природних супутників у Меркурія немає.

12.3.2. Венера

a	e	T	i	M	R	ρ	g	P
0,723	0,007	224,70 д.	177,3	$4,87 \cdot 10^{24}$	6052	5240	8,92	243,0 д.

Венера — друга за віддаленням від Сонця планета Сонячної системи (рис. 12.4). За своїми розмірами вона нагадує Землю. Ще одна загальна риса — наявність у Венери потужної атмосфери. Поверхня Венери завжди прихована від зовнішнього спостерігача густим хмарним покривом. Що являє собою венеріанська поверхня, довгий час залишалось загадкою, і це породжувало іноді найнеймовірніші гіпотези. Наприклад, колись вважали,

що на Венері має бути рідка вода, а, отже, там існують сприятливі умови для виникнення і розвитку різноманітних форм життя.

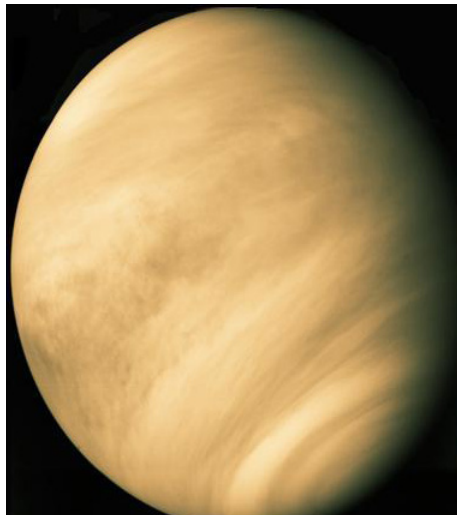


Рис. 12.4. Венера

В середині XX ст. погляди на таку можливість зазнали радикальних змін. Ще перед запуском космічних апаратів до Венери за допомогою спеціальних радіоспостережень було встановлено, що поверхня Венери розігріта до температури 750 К! Такої температури достатньо, щоб розплавився свинець. Було також визначено хімічний склад венеріанської атмосфери. Виявилось, що вона складається, в основному, із вуглекислого газу (96%), невеликої кількості Нітрогену (близько 4%) та домішку краплинок концентрованої сірчаної кислоти. Сполуки з Сульфуром надають венеріанським хмарам жовтувато-оранжевого кольору. Сама ж наявність цього хімічного елементу свідчить про те, що на Венері мають бути діючі вулкани.

Упродовж наступних десятиліть до Венери спрямовувались космічні апарати типу *Венера* (СРСР), *Mariner* (США), *Pioneer Venus* (США), *Magellan* (США). Вони підтвердили отримані раніше результати про хімічний склад атмосфери та її температуру. Крім того, було встановлено, що тиск поблизу поверхні становить 90 атм. Причина, через яку нижній шар атмосфери Венери має таку високу температуру і тиск, полягає у парниковому ефекті. Інфрачервоне випромінювання нагрітої поверхні планети затримується оксидом Карбону та водяною парою, молекули яких є в її атмосфері.

Венера перебуває достатньо близько до Сонця і тому отримує багато енергії від нього. Вуглекислий газ, основна складова атмосфери Венери, досить добре пропускає сонячне випромінювання у видимій та ультрафіолетовій ділянці спектра, яке, досягаючи твердої поверхні, поглинається. Поглинання призводить до нагрівання ґрунту планети. Нагріта поверхня перевипромінює енергію в інфрачервоному діапазоні довжин хвиль, але для

такого випромінювання вуглекислий газ є непрозорим, і інфрачервоне випромінювання виявляється начебто «запертим» в атмосфері. Тож тут відбувається поступове накопичення надмірної енергії, поступовий розігрів атмосфери та підвищення тиску. Чим більше вуглекислоти в атмосфері, тим сильніший парниковий ефект.

Необхідно відмітити, що загроза надмірного парникового ефекту існує також і для Землі (див. далі). Нерозумна господарська діяльність людини, а також природні геологічні процеси ведуть до підвищення концентрації CO_2 в земній атмосфері, що неминуче тягне за собою глобальне підвищення її температури.

Не виключено, що колись вода входила до складу венеріанської атмосфери у великій кількості, однак під дією сонячного ультрафіолетового випромінювання молекули води дисоціювали на атоми Гідрогену та Оксигену. Ці атоми, як надто легкі частинки, мали високі теплові швидкості і, долаючи силу тяжіння Венери, залишали планету. Діючи упродовж тривалого часу, цей процес, імовірно, призвів до майже повного обезводнення атмосфери.

Перші знімки і результати аналізу поверхні Венери були передані на Землю з борту космічного апарата *Венера* (СРСР) у 1981 р. За його даними, кора планети утворена базальтовими і гранітними породами. Найдокладніша карта поверхні Венери була отримана за допомогою радіолокації з борту станції *Magellan* (США), яка наблизилася до цієї планети у 1990 р. (див. рис. 12.5).

Як виявилось, близько 80% поверхні Венери вкрито вулканічними рівнинами, але місцями на ній добре помітні вулканічні кратери, вулкани, гори і каньйони. Найвища гора на Венері має висоту 11 км. Ядро Венери, що вміщує в себе Ферум і Нікол, становить біля 12% маси планети. Ядро оточене мантією. Кора планети має товщу близько 300 км.

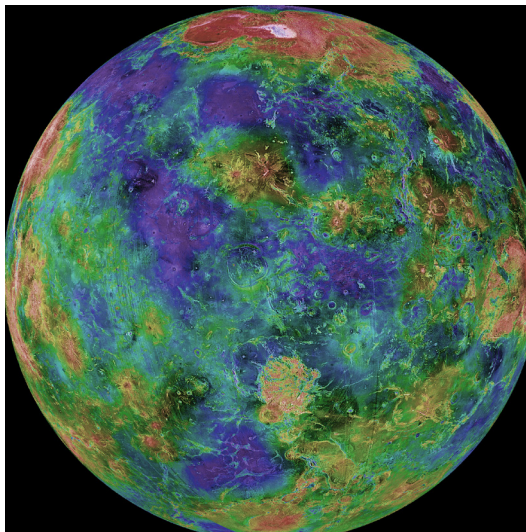


Рис. 12.5. Радіолокаційна карта поверхні Венери

Одна з особливостей Венери, що відрізняє її від інших планет Сонячної системи, — осьовий період обертання. Він сягає 243 доби, причому обертається Венера навколо своєї осі у напрямку, протилежному до її руху за орбітою. Венеріанський рік (225 земних діб) за тривалістю коротший від періоду осьового обертання, тому упродовж одного оберту Венери навколо Сонця відбувається два заходи та два сходи Сонця, а тривалість доби на Венері становить 116 земних діб. Як і Меркурій, Венера не має природних супутників.

12.3.3. Система Земля–Місяць

Характеристики Землі

a	e	T	i	M	R	ρ	g	P
1,00	0,017	365,26 д.	23,44	$5,97 \cdot 10^{24}$	6378	5520	9,81	23 год 56 хв

Одне з небесних тіл — планета Земля — у нас під ногами в буквальному розумінні цього слова. Те, що вона є кулястим об'єктом, довели безпосередні її спостереження з борту космічних станцій (рис. 12.6).

Земля — третя за віддаленістю від Сонця планета Сонячної системи — унікальна вже хоча б тому, що на ній існує життя. Це і найбільш досліджена планета Сонячної системи.



Рис. 12.6. Вигляд Землі з космосу

Про будову Землі дізнаємося завдяки *сейсмології* — науці про землетруси. Землетруси відбуваються на нашій планеті безперервно: щогодини їх налічують близько десяти. У середньому один раз за рік трапляється землетрус з катастрофічними наслідками. Унаслідок землетрусів виникають *сейсмічні хвилі* двох типів — *поздовжні хвилі* (типу *P*, в яких частинки земної речовини зміщуються в напрямку поширення хвилі) і *поперечні хвилі* (типу *S*). Поздовжні і поперечні хвилі мають різну швидкість розповсюдження в залежності від фізичних характеристик порід, через які вони поширюються, причому у рідинах поширюються лише хвилі *P*. У твердій речовині бувають хвилі *P* і *S*, причому швидкість хвиль *S* становить близько $\frac{2}{3}$ швидкості хвиль *P*. Визначено, що швидкість хвиль *P* біля поверхні Землі дорівнює 5 км/с, а на глибині 3000 км вона досягає найбільшого значення — близько 13,5 км/с. Хвильові зміщення земної поверхні реєструють прилади — *сейсмографи*. Інформація, яку можна одержати після розшифрування сейсмограми, дає уяву про особливості внутрішньої будови нашої планети.

В центрі земної кулі розташоване ядро, що складається переважно із Феруму та Ніколу з домішкою інших, переважно важких, елементів. Воно поділяється на *зовнішнє ядро*, радіус якого дорівнює 3400 км (тут у зовнішньому шарі товщиною близько 2150 км речовина перебуває у рідкому стані) і *внутрішнє ядро* радіусом близько 1250 км, в якому речовина перебуває у твердому стані. Температура ядра сягає 5000–7000 К, тиск в ньому 3 млн атм., а його густина оцінюється у 10 000 кг/м³. Висока температура частково зумовлена дією тиску на ядро з боку вищих шарів, а частково — виділенням енергії у реакціях розпаду Урану, концентрація якого в ядрі, напевно, достатньо велика. Незважаючи на високу температуру внутрішнього ядра, достатню для плавлення тугоплавких металів і сполук, воно є твердим завдяки великому тиску. Ще одна особливість внутрішнього ядра — швидкість його обертання. Вона є дещо більшою, ніж швидкість обертання зовнішніх частин Землі.

Ядро оточене шаром мантії, товщина якого сягає 2900 км. Мантія складається із більш легких сполук, як ось силікати. Перебуваючи під високим тиском, речовина мантії стає надто в'язкою. Відносно тонка земна кора, товщина якої коливається у різних місцях від 10 км (під океанами) до 70 км (під материками), ніби плаває на мантії. Кора і мантія розділені *поверхнею Мохоровичича*, на якій густина речовини різко зростає від 3300 до 5200 кг/м³.

Земля й досі є геологічно активною планетою. Фізичні умови в її надрах зумовлюють структуру і динаміку зовнішніх частин. Земна кора перебуває у неперервному відновленні. Вона складається з приблизно десятка велетенських *тектонічних плит*, які перебувають у повільному постійному русі, тому упродовж десятків і сотень мільйонів років відбувається зміщення континентів, утворення океанів і морів, формування гірських систем. Ці процеси відбуваються і нині. Переважно вони можуть бути ви-

явлені тільки за допомогою високоточних вимірювань. Наприклад, відомо, що Атлантичний океан невпинно збільшується у розмірах тому, що Північна Америка віддаляється від Європи зі швидкістю декілька сантиметрів на рік. Збільшується у розмірах Червоне море в міру того, як розходяться дві сусідні плити, на одній з яких розташована Африка, а на другій — Аравійський півострів. Зіткнення Індійсько-австралійської плити з Євразійською є причиною утворення Гімалаїв. Але найвідчутнішим виявом геологічної активності Землі є виверження вулканів і землетруси. Вони, як правило, пов'язані з положенням меж сусідніх тектонічних плит і виникають у разі їх зближення або розходження.

Істотна частина земної поверхні вкрита водою, яка утворює *гідросферу* («сферу води») Землі. Маса гідросфери становить лише 0,024% маси Землі. Головними резервами земної води є океани, які вміщують 97% її світових запасів і займають 71,3% усієї поверхні Землі. Частина води загальним об'ємом понад 30 млн км³ перебуває у твердому стані у вигляді льоду і снігу. Лід укриває приблизно 3% земної поверхні (близько 10% суші). Якби ту воду перетворити у рідний стан, то рівень Світового океану піднявся б більш як на 60 м.

Щорічно снігом укривається значна частина земної поверхні. Сніг і лід відбивають від 45% до 85% енергії сонячних променів, що врешті-решт призводить до істотного охолодження великих ділянок поверхні Землі.

Отже, вода відіграє найважливішу роль у тепловому балансі нашої планети. Кілька мільярдів років тому вона стала колицкою життя на Землі і дотепер є одним із найважливіших факторів її підтримування.

Повітряна оболонка Землі — *атмосфера* («сфера повітря») містить в собі лише 0,00009% маси Землі. Густина атмосфери біля земної поверхні становить 1,22 кг/м³, що відповідає концентрації частинок повітря $n = 2,55 \cdot 10^{25}$ м⁻³. Земна атмосфера унікальна за своїм складом. На 77% вона складається із молекулярного Нітрогену, 21% становить молекулярний Оксиген. На Аргон, вуглекислий газ, пари води і деякі інші речовини припадають останні 2%. Цей склад атмосфери зберігається до висоти 100–150 км. На більших висотах Нітроген і Оксиген перебувають в атомарному стані. З висоти 800 км переважає Гелій, а з 1600 км — Гідроген, який утворює *гідрогенову геокорону*, що простягається на відстань у кілька радіусів Землі.

Теперішній склад земної атмосфери відрізняється від того, який мав місце на ранніх етапах її еволюції, тобто мільярди років тому. Первинна атмосфера Землі складалася з Гідрогену та Гелію, але ці компоненти швидко дисипували у міжпланетний простір під дією сонячного випромінювання. Пізніше земна атмосфера формувалася з газів, які виділялися з гірських порід завдяки вулканічній активності планети. Тоді вона складалася в основному із вуглекислого газу. З плином часу вуглекислий газ перейшов у зв'язану форму, утворюючи при цьому карбонати, що входять до складу

земних порід, частина його розчинилася у воді океанів, а чистий Оксиген був синтезований під час утворення карбонатів, а також у біологічних процесах за участю живої матерії. Отже, повітря, яким ми дихаємо сьогодні, — це третя за рахунком атмосфера Землі.

Земну атмосферу ділять на кілька шарів за трендом температури. Ближчий до поверхні шар має назву *тропосфера*, його товщина коливається від 10 км до 20 км. Тут міститься понад 80% маси усієї атмосфери Землі. Температура в тропосфері зменшується з висотою приблизно на 6 градусів на кожний кілометр до -55°C , де тиск становить лише 0,026 атм. Вище тропосфери розташована *стратосфера*, яка простягається до висоти 60 км, а температура зростає до 0°C . У межах стратосфери розташований *озоновий шар*, який захищає усе живе на Землі від згубного впливу ультрафіолетового випромінювання Сонця.

На висотах від 60 км до 85 км розташована *мезосфера*. Вона відділяє стратосферу від *іоносфери*, межа якої — на висоті 500 км. У мезосфері температура знову знижується до -80°C , щоб вище, в іоносфері, зрости до приблизно 1200°C . Ще вище (від кількох сотень до кількох тисяч кілометрів від земної поверхні) розташовані *радіаційні пояси*. Земля — це велетенський магніт, причому магнітна вісь нахилена до осі обертання під кутом $11,5^{\circ}$. Індукція магнітного поля на полюсах досягає $6,3 \cdot 10^{-5}$ Тл, на екваторі — $3,1 \cdot 10^{-5}$ Тл. Силкові лінії магнітного поля Землі утворюють своєрідні пастки для потоків електронів та протонів, що рухаються до неї з міжпланетного простору. Захоплені магнітним полем Землі, ці частинки утворюють радіаційні пояси, які охоплюють планету уздовж геомагнітного екватора (рис. 12.7). Виявлено три таких пояси радіації: перший на висотах від 2400 до 5600 км, другий — від 12 000 до 20 000 км і третій — на висоті від 50 до 60 тис. км.

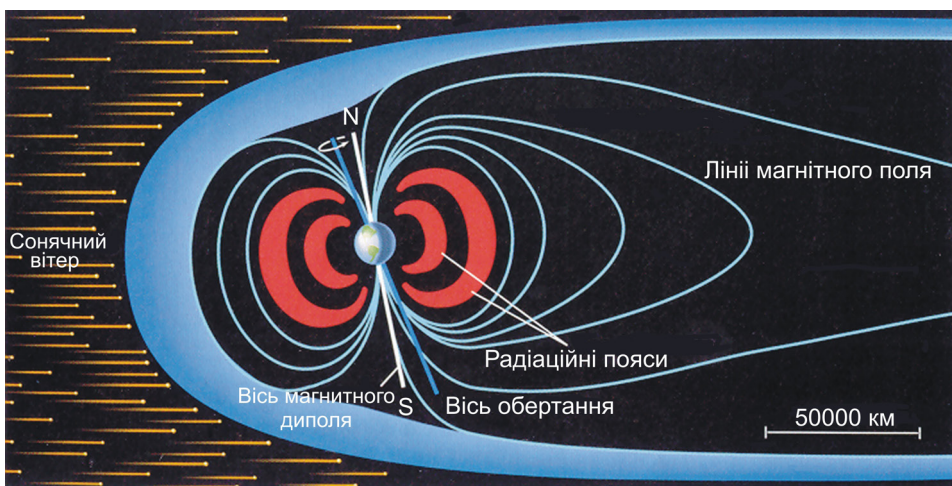


Рис. 12.7. Магнітосфера Землі

Уся зона навколоземного простору, заповнена зарядженими частинками і радіаційними поясами, називається *магнітосферою*. Від міжпланетного простору вона відділена *магнітопаузою*, де частинки сонячного вітру обтікають магнітосферу і, спливаючи у протилежний від Сонця бік, утворюють протяжний (до $1000R_{\oplus}$) хвіст магнітосфери. Відстань від центра Землі до магнітопаузи у підсонячній точці в середньому становить $10R_{\oplus}$.

У магнітосфері відбуваються надзвичайно складні процеси майже безперервної перебудови конфігурації магнітного поля і супутньої цьому дисипації енергії. Це зумовлено потоками плазми сонячного вітру. Спостережуваними проявами цих явищ є *полярні сяйва*. Вони спостерігаються, коли частинки сонячного вітру проникають в іоносферу, збільшують іонізацію частинок її плазми, а після рекомбінації виникає світіння. Це відбувається на висотах від 400 км до 1000 км над землею поверхнею. Збурення чи порушення структури магнітного поля Землі, які виникають під дією сонячного вітру, проявляються у вигляді магнітних бур.

Саме ж магнітне поле Землі генерується електричними струмами, які виникають у рідкому зовнішньому ядрі завдяки його обертанню. Структура глобального магнітного поля Землі є дипольною. Воно має північний і південний магнітні полюси. Згідно з геологічними даними, магнітні полюси перебувають у стані безперервної міграції по поверхні Землі, а в наш час, як вже було сказано вище, вісь магнітного диполя нахилена під кутом приблизно 11° до осі обертання. Вважають, що раз у десятки або сотні тисяч років магнітне поле Землі зазнає кардинальної перебудови, наслідком якої може стати зміна його полярності. Є свідчення, що останнього разу така перебудова відбулася близько півмільйона років тому.

На особливу увагу заслуговує парниковий ефект в атмосфері нашої планети. Середня температура земної поверхні нині дорівнює $+15^{\circ}\text{C}$. Насправді вона мала б бути на 30° (за інших, також реальних значеннях альбедо, навіть на 40°) меншою. Встановилася ця підвищена температура, яка зробила Землю дивовижною оазою життя, завдяки парниковому ефекту, який у випадку Венери, як було сказано вище, призвів до значного перегріву її поверхні. Варте уваги, що саме завдяки парниковому ефекту коливання температури на Землі упродовж доби не перевищують 15°C .

Останнім часом надто актуальною стала проблема «озонових дір». Молекули озону O_3 утворюються в земній атмосфері на висоті від 10 до 100 км, причому найбільша концентрація їх на висоті 15–30 км. Тут встановилася динамічна рівновага: під дією ультрафіолетового випромінювання Сонця молекула O_2 дисоціює на два атоми Оксигену, кожен з яких за певних умов може поєднатися з недисоційованою молекулою O_2 , утворюючи таким чином молекулу озону O_3 . Поглинаючи ж УФ-кванти сонячного світла, молекули озону знову руйнуються. Цей цикл, що безперервно повторюється, дає важливий результат: до поверхні Землі жорстке ультрафіолетове випромінювання Сонця, згубне для всього живого, майже не дохо-

дять. Хоча, якби цей шар озону стиснути до поверхні Землі, то за тиску в одну атмосферу його товщина поблизу екватора була б близько 1,5 мм, а на географічній широті 60° — до 3 мм.

За оцінками, в середньому окрема молекула озону існує близько двох років. А якщо рівновага у його вмісті порушена, то на висотах понад 25 км вона відновлюється за 15 хв, у шарі між 20 і 25 км — за кілька діб і за значно більший проміжок часу нижче 20 км.

Руйнування озону, якщо не брати до уваги ультрафіолетове випромінювання Сонця, відбувається з багатьох причин. Близько 10% його знищує атомарний Гідроген H, радикали OH, H_2O_2 . Ще близько 50% озону на висоті 20 км руйнують сполуки NO і NO_2 , які утворюються тут із молекули N_2O . Остання надходить сюди з поверхні Землі, виділяючись після внесення у ґрунт азотистих добрив, а також заноситься у стратосферу надзвуковими літаками. Озон руйнується також Хлором, що є складовим елементом фреонів — газів, які використовують у холодильниках, у різноманітних розпилювачах аерозолей, в установках кондиціонування повітря тощо. Тривалість життя цих речовин в атмосфері Землі становить 50 (для фреону-11 $CFCl_3$) і 70 (фреон-12 CF_2Cl_2) років. Наприкінці ХХ ст. щорічно надходило до атмосфери близько 10 млн т фреонів, тоді як світове виробництво їх щорічно зростало на 20%.

Ще одним чинником у руйнуванні озону є космічні промені — заряджені частинки високих енергій, які рухаються від Сонця та з галактичного простору, вриваються в земну атмосферу і відхиляються магнітним полем Землі до її полюсів. Досягаючи висот 30 км і навіть менше, ці частинки призводять до зменшення концентрації озону на 25% і більше, причому це зниження концентрації озону (озонна діра) зберігається протягом кількох тижнів і навіть місяців. Найбільші озонні діри спостерігаються над географічними полюсами Землі і охоплюють майже 5% її поверхні.

Звідси бачимо, наскільки вразливим є озоновий компонент земної атмосфери. За оцінками, вміст озону в озоновому шарі зменшується на 4% за кожне десятиліття. Як показують розрахунки, скорочення вмісту озону в атмосфері на 5% призводить до збільшення потоку ультрафіолетового випромінювання на 5–10%. Надлишкове ультрафіолетове випромінювання має згубний вплив на все живе, тому тривале перебування, як то кажуть, «на відкритому Сонці» дедалі стає все небезпечнішим для людини.

Співзвучною з обговореним є проблема зміни клімату Землі. Як відомо, приблизно 10 000 років тому закінчився останній льодовиковий період, протягом якого рівень Світового океану був на 100 м нижчим, ніж сьогодні. Очевидно, однією з найважливіших причин коливання клімату є зміна параметрів земної орбіти — її ексцентриситету, нахилу площини небесного екватора до площини екліптики і повільного обертання орбіти Землі у просторі. Проте, як вважають, головним при цьому стає в наш час саме парниковий ефект.

Земля має один природний супутник — Місяць (рис. 12.8), який поступається Землі за масою в 81 раз. Таке достатньо велике відношення маси супутника до маси планети нетипове для інших планет Сонячної системи (виключаючи систему Плутон–Харон). Тому систему Земля–Місяць за всі-

ма підставами можна вважати подвійною планетою. Відстань між Землею та Місяцем у середньому дорівнює 384 000 км — близько 60 земних радіусів. Місяць і Земля гравітаційно взаємодіють одне з одним, і тому вони рухаються навколо спільного центра мас, який розташований на відстані 4700 км від центра Землі (іншими словами, всередині тіла Землі). Саме центр мас системи Земля – Місяць рухається по орбіті навколо Сонця (а не центр Землі), тоді як Земля і Місяць обертаються навколо нього.

Місяць достатньо добре досліджений різноманітними методами, як із Землі, так і безпосередньо за допомогою космічних апаратів. Це поки що єдине природне небесне тіло, яке відвідала людина.

Характеристики Місяця

M	R	ρ	g	P
$7,35 \cdot 10^{22}$	1738	3340	1,62	27,32 д.



Рис. 12.8. Місяць

Як і Земля, Місяць має ядро, але воно лише частково розплавлене і має надто скромні розміри. Ядро оточене мантією, зовнішня частина якої перебуває у твердому стані. Це — *літосфера*, або місячна кора, яка подекуди має товщину до 70 км. Найвищі гори на Місяці піднімаються до висоти 9 км над поверхнею. Місяць не має щільної газової оболонки — атмосфери. З огляду на це перепад між денною і нічною температурою поверхні Місяця перевищує 250 кельвінів (від 370 К до 120 К).

Кожен, ймовірно, бачив на місячному диску темні великі ділянки. Їх називають *морями*, хоча нічого спільного зі знайомим нам поняттям вони не мають. Утворилися місячні моря мільярди років тому внаслідок випадіння на поверхню метеоритів і подальшого заповнення ударних кратерів вулканічною лавою. Площа, яку вони займають, сягає 40% площі видимої поверхні Місяця. Найбільше з таких утворень має назву Море Дощів. Його діаметр становить 1100 км. Крайові підвищення на периферії морів названо *кордильєрами*. Неоднакову яскравість окремих ділянок місячної поверхні пояснюють тим, що материки в середньому відбивають приблизно 9% сонячних променів (світла речовина поблизу деяких кратерів з променями навіть до 20%), тоді як моря — усього близько 4%.

Добре видно також світлі ділянки — *материки*, що займають близько 60% місячного диска. Найефектнішими деталями місячної поверхні є *кратери* (рис. 12.9). Поверхня Місяця вкрита суцільною мережею кратерів. На видимому боці Місяця їх налічується близько 30 000 з діаметром від 1 до 100 км. П'ять кратерів мають розміри понад 200 км. Загалом кількість кратерів N обернено пропорційна квадрату діаметра кратера D ($N \propto D^{-2}$). Це підтверджує, що практично всі кратери є наслідком випадання на Місяць метеороїдних тіл, для яких розподіл за розмірами має ту саму закономірність.

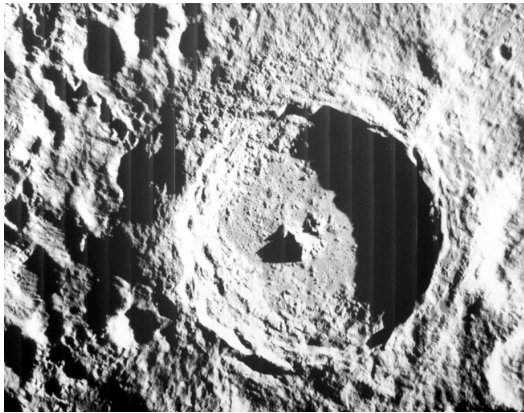


Рис. 12.9. Кратери на поверхні Місяця. Найбільший з кратерів на цьому знімку — кратер Тихо діаметром 85 км

На поверхні Місяця виділяють *маари* — дрібні (діаметром до 5 км) западини, облямовані дещо вищими валами, *кальдери* — кратери з плоским дном, розташовані на вершині гори, і *шатроподібні гори* з невеликими кратерами на вершині. Для місячного ландшафту типовими є також протяжні системи *променів*, велетенські *тріщини* і *рови*. На видимому боці Місяця налічується близько 500 тріщин, причому деякі з них сягають до 300 км у довжину, до 5 км у ширину і кількох сотень метрів у глибину. Тут

же трапляються і довгі круті *обриви*. Одним із них є *Пряма стіна*, розташована у південно-східній частині Моря Хмар, довжина її близько 100 км, висота — 300 м.

Загалом сьогодні близько 1300 об'єктів поверхні Місяця мають власні назви. Кратери названо іменами видатних учених, причому зверху вниз (від північного краю до південного) майже у хронологічному порядку від найдавніших часів до XIX ст.: Арістотель, Коперник, Тихо, Кеплер та ін. Гірські хребти мають такі ж назви, як і на Землі: Карпати, Кавказ, Альпи тощо. І лише моря мають дещо довільні, екзотичні назви (Море Вологості, Море Хмар, Море Родючості, Море Спокою, Море Криз, Море Холоду). Тієї самої традиції дотримувались під час найменування об'єктів зворотного боку Місяця.

Місячний ґрунт називають *реголітом*, це — пухкий шар дрібного пилу і кам'янистих уламків. Він сформувався за тривалий період метеоритного бомбардування місячної поверхні. Одна з його фракцій — *брекчія* — є сумішшю дрібних уламків гірських порід, зцементованих склом. Зовнішній шар реголіту — це піщано-пиловий матеріал темно-сірого (або буруватого) кольору товщиною від десятків сантиметрів до 20 метрів. Він укритий наче тоненькою плівкою пилу світло-сірого кольору.

На зворотному боці Місяця виявлено усього три невеличкі моря. Там, однак, є особливі утвори — *таласоїди* — мореподібні, тобто великі западини, поверхня яких є такою самою світлою, як у материків.

Точні спостереження за рухом штучних супутників Місяця виявили, що над різними ділянками місячної поверхні супутник рухається з неоднаковою швидкістю. Тому зроблено висновок, що розподіл маси у підповерхневих шарах Місяця (переважно поблизу екватора) є неоднорідним: на невеликій глибині під кільцеподібними морями є концентрації маси, які й дістали назву *масконів*. Очевидно, там під отверділою лавою є метеорити, падіння яких свого часу і спричинило її викид.

Як виявилось, стале магнітне поле Місяця приблизно у 1000 разів менше від земного. Водночас безпосередні вимірювання вказують на те, що в різних ділянках поверхні воно неоднакове. Очевидно, у минулому відбулося сильне намагнічування окремих ділянок Місяця, причина якого досі ще не з'ясована.

Установлені на Місяці сейсмометри зареєстрували від 600 до 3000 місяцетрусів щороку. Однак сейсмічна енергія, що вивільнялася при цьому, у мільярди разів менша, ніж на Землі: середній місяцетрус оцінювався магнітудою 2 за шкалою Ріхтера. За розрахунками, температура в центральних зонах Місяця не перевищує 1800 К.

Атмосфери як такої Місяць не має, хоча надзвичайно розріджену газову оболонку в нього все ж виявлено. Складається вона з Гідрогену, Гелію, Неону, Натрію та Аргону. Їхня концентрація в 10^{13} разів менша, ніж у земній атмосфері, однак у 100–1000 разів перевищує концентрацію частинок

у сонячному вітрі. Очевидно, Місяць оточений також пиловою хмарою, протяжність якої сумірна з радіусом Місяця, а концентрація пилинок розміром близько 70 мкм у 10^4 разів більша, ніж у міжпланетному просторі.

На Місяці зареєстрована присутність води у формі льоду. Вона була виявлена в глибоких кратерах поблизу південного місячного полюса. Запаси води тут оцінюються у 3 млрд т.

Як уже згадувалося (див. розділ 7.4), починаючи з 1959 року, СРСР і США направили до Місяця для всебічного його вивчення понад 50 космічних апаратів найрізноманітніших типів. Одні пролітали повз Місяця, інші ставали його штучними супутниками, треті опускалися на його поверхню і проводили певні дослідження, четверті брали зразки місячної породи і доставляли їх на Землю. Зокрема, у грудні 1972 р. успішно завершена програма *Аполлон* (США), під час реалізації якої 12 дослідників побували на поверхні Місяця загалом близько 300 годин, причому 80 — поза місячною кабіною. На Місяці було встановлено сейсмометри, магнітометри, лазерні відбивачі, зібрано близько 400 кг зразків місячних порід. Першими поверхні Місяця у Морі Спокою досягли 20 липня 1969 р. астронавти Нейл Армстронг та Едвін Олдрін. У кораблі на навколomisячній орбіті їх очікував третій астронавт Майкл Коллінз.

12.3.4. Марс

a	e	T	i	M	R	ρ	g	P
1,524	0,093	686,9 д.	25,19	$6,42 \times 10^{23}$	3393	3930	3,73	24 год 38 хв

Марс (рис. 12.10) — четверта й остання планета земної групи, розташована на відстані близько 1,5 а. о. від Сонця. Після Землі Марс найбільш детально досліджена планета Сонячної системи.

Радіус Марса приблизно вдвічі менший земного, а за масою він приблизно в дев'ять разів поступається Землі. Близько 10% його маси зосереджено в ядрі, яке, як і в інших планет земної групи, складається в основному з Феруму й Ніколу. Його радіус дорівнює приблизно 1700 км. Ядро оточене розплавленою мантією з кам'янистих порід. Товщина марсіанської кори досягає 40 км у північній частині цієї планети і 70 км у південній.

Дві третини поверхні Марса займають світлі ділянки, які в минулому назвали *материками*, близько третини — темні ділянки, названо *морями*. Темні моря відбивають приблизно утричі менше сонячного світла, ніж материки (8–10% проти 30%). Можливо, моря — це ділянки, вкриті якимось мінералом, здатним темніти в процесі зволоження.

У поверхневому шарі ґрунту міститься 21% Силіцію, 12,7% Феруму, 5% Магнію, 4% Кальцію, 3,1% Сульфуру (тут його приблизно у 100 разів більше, ніж у земних породах). У ґрунті Марса є багато гідратів оксидів Феруму. Якраз вони і надають планеті червонуватого відтінку.

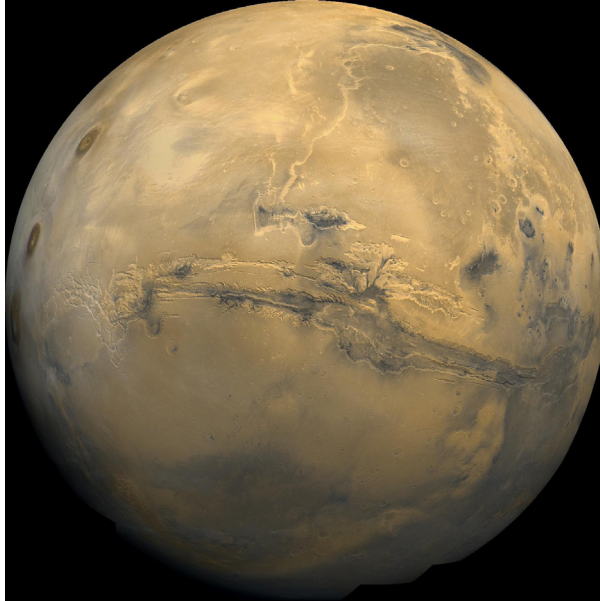


Рис. 12.10. Фото Марса

У 1877 р. італієць Джованні Скіапареллі зауважив, що «увесь великий простір континентів укритий сіткою тонких ліній... темного кольору..., вони нагадують тонку павутинну сітку, натягнуту на диск». При цьому він ужив також слово *canali* (у перекладі з італійської — протоки), яких нібито він налічив 40. Деякі з них мали б простягатися на відстані до 4000 км, маючи ширину до 300 км. Американський астроном Персиваль Ловелл на поверхні Марса налічив у 1907 р. уже 522 канали. Висловлювали припущення, нібито це — споруди, створені розумними істотами, які заселяють планету.

Після запуску в бік Марса автоматичних міжпланетних станцій виявлено, що з близьких відстаней цих каналів не видно. Тому їх прийнято називати деталями альbedo, тобто ілюзорними утворами, які є наслідком неоднакових відбивних властивостей окремих ділянок планети.

Дослідження Марса зблизька дали змогу виявити, що багато чим його поверхня нагадує місячний пейзаж: вона всяяна кратерами і *круглими басейнами*, перетята широкими і глибокими ровами — *грабенами*, системами вузьких, розташованих паралельно тріщин — *ріллей*, протяжність яких дорівнює 1800 км, ширина 1 км і глибина кілька сотень метрів. На Марсі

виявлено *руслоподібні утвори* (рис. 12.11) довжиною іноді понад 1000 км і шириною до 200 км. Можна припустити, що колись на Марсі клімат був значно м'якшим, так що на його поверхні існували ріки і моря. Зокрема, той факт, що рівень поверхні південної марсіанської півкулі у середньому на 5 км вищий за рівень поверхні північної півкулі і розділ між ними нагадує за структурою берегову лінію, можна вважати аргументом на користь того, що північна півкуля колись була вкрита шаром рідкої води — океаном.

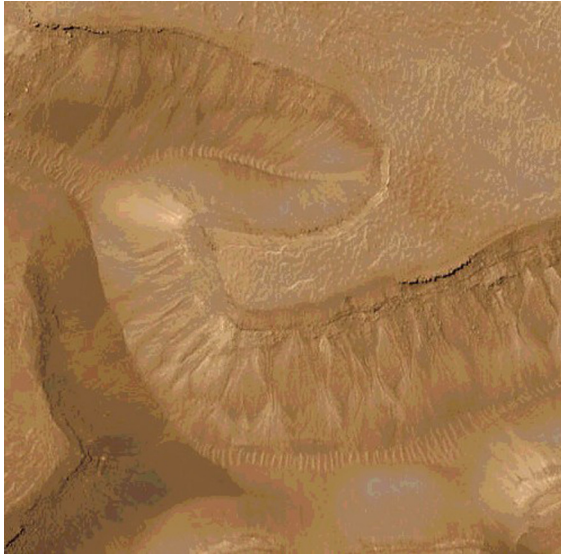


Рис. 12.11. Русло колишньої ріки на Марсі

На поверхні Марса виявлено найвищий вулкан у Сонячній системі — *гору Олімп* (рис. 12.12). Її висота 26 км, тобто вона утричі вища, ніж Еверест, а діаметр її підніжжя близько 600 км.

Ще одна примітна деталь поверхні Марса — широкий каньйон, який простягається більш як на 4000 км приблизно уздовж марсіанського екватора (рис. 12.10). Каньйон має глибину до 6 км і ширину до 200 км. Утворився цей гігантський розрив марсіанської кори невдовзі після того, як молода планета, сильно розігріта астероїдним бомбардуванням наприкінці етапу формування Сонячної системи, почала остигати.

Оскільки прискорення вільного падіння біля поверхні Марса невелике, він не здатний утримувати щільну атмосферу: тиск поблизу його поверхні сягає усього 0,005 атм. (в середньому у 160 разів менший, ніж на рівні моря для Землі). Марсіанська атмосфера складається на 95,9% із CO_2 , на 1,9% з Нітрогену, на 2% з Аргону. До її складу також входять близько 0,14% Оксигену і близько 0,1% CO . Тонка марсіанська атмосфера лише незначно згладжує температурні коливання. Наприклад, поблизу екватора

температура на поверхні опівдні може сягати 300 К, а вночі опускається нижче 190 К; біля полюсів вона досягає 130 К. Значний температурний перепад породжує ураганні вітри на Марсі і сильні пилові бурі, що охоплюють майже цілком поверхню планети, здіймають пісок і пил на багато кілометрів у атмосферу. Швидкість вітру становить 30–150 км/год, іноді досягаючи 360 км/год.

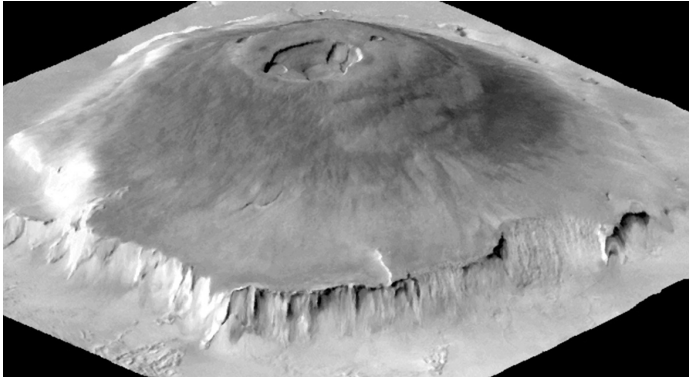


Рис. 12.12. Гора Олімп на Марсі

Вісь обертання Марса так само нахилена до площини орбіти, як і в Землі. З цієї причини, як і на Землі, тут відбувається зміна пір року. Найбільш виразною ознакою такої зміни є зріст і танення *полярних шапок* (рис. 12.13).



Рис. 12.13. Полярна шапка Марса

Полярні шапки Марса складаються з замерзлої вуглекислоти і водяного льоду, їхня товщина може бути від 1 м до 1 км. Коли літо настає в північній

півкулі — відтає північна полярна шапка, коли в південному — зменшується в розмірах південна.

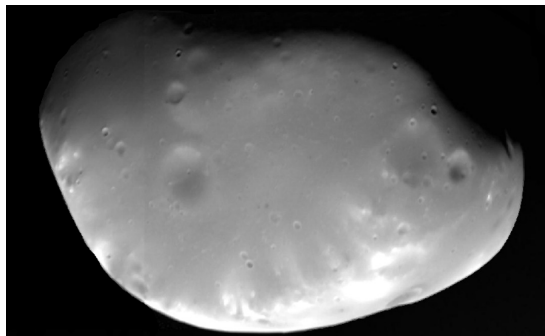
Рік на Марсі за тривалістю близький до двох земних років. Оскільки період обертання планети навколо осі становить близько 24 годин, зміна дня і ночі на Марсі відбувається так само, як і на Землі.

Два апарати *Viking* (США) у 1976 р. здійснили м'яку посадку на поверхню Марса і провели серію біологічних експериментів у намаганні виявити на ній якісь ознаки життя. Однак жодних форм життя за допомогою апаратів *Viking* не було знайдено. Згодом неорганічна матерія на цій планеті досліджувалася під час інших космічних місій.

Марс має два природні супутники — Фобос і Деймос. Їх було відкрито у 1877 р. американським астрономом Асафом Холлом. Обидва мають невеликі розміри (Фобос: $28 \times 23 \times 20$ км, Деймос: $16 \times 12 \times 10$ км) і неправильну форму (рис. 12.14). На отриманих *Viking* знімках Фобоса видно кратери і борозни, відстані між якими 200–300 м. Ширина цих утворів від 100 м до 200 м, глибина — від 20 м до 30 м. За даними космічної станції *Mars Global Surveyor* поверхня цього супутника вкрита шаром пилу товщиною 1 м.



а)



б)

Рис. 12.14. Фобос (а) і Деймос (б)

Супутники рухаються майже в площині екватора планети. Кожен із них обернений до планети одним і тим самим боком. Фобос має період обертання 7 год 39 хв і, отже, за марсіанську добу здійснює більш як три оберти навколо планети. Тому він сходить на заході і заходить на сході, змінюючи фази під час кожного свого оберту. Відстань від Марса до Фобоса 9380 км. Деймос рухається навколо планети на відстані 23 460 км від неї за 1,262 доби або за 30 год 19 хв, що на 5 год 41 хв перевищує період обертання Марса. Поєднання цих двох рухів призводить до того, що Деймос, зійшовши на сході, перебуває над горизонтом близько 65 год, тобто понад 2,5 сонячної (марсіанської) доби.

Найімовірніше, супутники Марса — це два *астероїди*, захоплені ним під час випадкового зближення. З астероїдами ми познайомимося в розділі 13.

12.3.5. Юпітер

a	e	T	i	M	R	ρ	g	P
5,203	0,048	11,86 р.	3,12	$1,90 \cdot 10^{27}$	71 492	1330	24,5	9 год 56 хв

Найбільша планета Сонячної системи — Юпітер (рис. 12.15). За масою Юпітер в 1048 разів менший за Сонце, але він у 2,5 рази перевищує масу всіх інших планет разом узятих, зокрема він у в 318 раз масивніший за Землю. Доба на екваторі Юпітера триває усього близько 10 годин, тобто Юпітер обертається навколо своєї осі з кутовою швидкістю у 2,5 рази більшою, ніж Земля. Унаслідок великої відцентрової сили полярний радіус планети майже на 2500 км менший від екваторіального.

Як і всі планети-гіганти, Юпітер за своєю структурою відрізняється від планет земної групи. Основні складові Юпітера — Гідроген і Гелій. Як випливає з результатів космічної місії *Galileo* (1995 р.), масова частка першого з них у приповерхневих шарах планети — 75%, а другого — близько 24%. Інші складові — це такі сполуки як метан, аміак, водяна пара.

Порівняно невелике ядро Юпітера, радіус якого 10 000 км, вміщує всього 4% від загальної маси планети. Воно складається з тугоплавких елементів (Ферум, Нікол, силікати), має температуру 25 000 К і перебуває під тиском 70 млн атм. Ядро оточено шаром, в якому Гідроген перебуває у металевому стані. Температура цього шару складає 10 000 К, а тиск у ньому досягає кількох мільйонів атмосфер. Саме за таких умов Гідроген за своїми властивостями (через наявність вільних електронів внаслідок іонізації тиском) швидше нагадує метал, ніж газ. Межа ядра Юпітера розташована на відстані $0,14R_{\text{Ю}}$ від центра, а шар металевого Гідрогену простягається

до $0,8R_{\text{Ю}}$. Ближче до поверхні тиск і температура менші, тому Гідроген і Гелій тут перебувають у молекулярній і атомарній формах відповідно. Там за температури близько 2300 К речовина без чіткої межі переходить у газорідкий стан. Ще вище розташована газова юпітеріанська атмосфера, яка має товщину близько 7000 км. Хмари у її зовнішній частині складаються з кристалів замерзлого аміаку. Температура тут близька до 125 К.

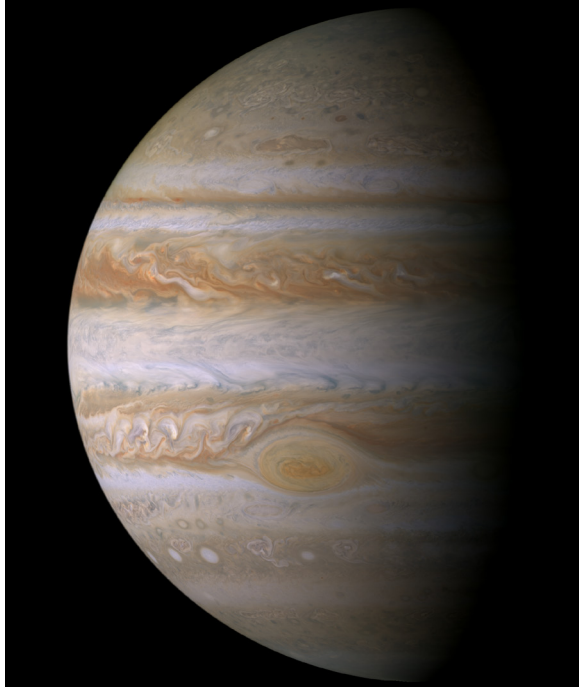


Рис. 12.15. Юпітер

Навіть у невеликий телескоп можна розгледіти темні і світлі смуги на диску Юпітера, які простягаються паралельно екватору планети. Смуги — результат спільної дії потужної конвекції в його атмосфері і швидкого обертання. У межах темних смуг атмосферний газ опускається всередину, а світлі смуги — зони підйому гарячого газу до поверхні і його поступового охолодження. Конвекція і великий перепад температури породжують сильні вітри в атмосфері Юпітера, швидкість яких перевищує 600 км/год, а на більших висотах — 3500 км/год.

Один із визначних об'єктів Юпітера — *Велика червона пляма* (рис. 12.15), яку видно в південній півкулі планети на широті 20° (була виявлена у 1665 р. Р. Гуком і Д. Кассіні). У минулому розміри плями були удвічі більші від теперішніх, хоча й сьогодні вони вражають своєю масштабністю. Пляма має еліптичну форму і розміри $12\,000 \times 25\,000$ км (це перевищує розміри Землі!). Помічено, що середнє положення плями зсувається

на кілька градусів то в один, то в інший бік. Речовина у плямі рухається проти годинникової стрілки, здійснюючи повний оберт за шість земних діб.

Ще донедавна висловлювали припущення, нібито Велика червона пляма — це велетенський острів з гелієвого льоду, який плаває у гідрогеновому океані. Згодом — що це потужний діючий вулкан. На сьогодні найімовірнішою вважають гіпотезу, за якою пляма є великим атмосферним вихором, не пов'язаним з поверхнею планети. За підрахунками, час життя таких вихорів в атмосфері Юпітера може вимірюватися тисячоліттями.

Юпітер має потужне магнітне поле, напруженість якого в 14 разів більша, ніж у Землі на рівні її поверхні і в 20 000 більша, ніж на рівні стратосфери. Вісь магнітного поля Юпітера нахилена до осі його добового обертання під кутом 10° . Планета оточена іоносферою і протяжною магнітосферою. З денного боку межа її розташована на відстані до 100 радіусів планети, з нічного боку її «хвіст» простягається на сотні мільйонів кілометрів аж за орбіту Сатурна. У ній є кілька радіаційних поясів, причому найпотужніший розташований у зоні від 1,5 до 6,0 радіусів планети. Загалом інтенсивність радіаційних поясів Юпітера в сорок тисяч разів більша за інтенсивність земних. Тут генерується потужне радіовипромінювання, виявлене у 1955 р.

У розрахунку на одиницю площі Юпітер отримує від Сонця у 27 разів менше теплоти, ніж Земля. Його верхні шари, відбиваючи 50% сонячної енергії, мали б мати температуру близько 110 К. Насправді температура біля поверхні планети дорівнює 125 К. Це означає, що Юпітер має додаткове джерело енергії. Найпоширеніші гіпотези, які визначають джерела цієї додаткової енергії, базуються на припущеннях, що основну роль тут відіграють: гравітаційна диференціація речовини (наприклад, важчий за Гідроген Гелій повільно занурюється до центра планети), гравітаційне стискання планети, астероїдне бомбардування.

Потужне випромінювання Юпітера на довжинах хвиль 10,3 см, 21 см, 31 см і 68 см, якщо інтерпретувати його за формулою Релея–Джинса (8.3), відповідає температурам 870 К, 3000 К, 5500 К і 50 000 К. Очевидно, тут уже йдеться про нетеплове (синхротронне) радіовипромінювання планети, яке генерується в її потужних радіаційних поясах.

На сьогодні (2018 р.) у Юпітера відомо 69 супутників. Їх розділяють на *регулярні* і *нерегулярні*, і це правило є загальним для усіх планет. Регулярними називають супутники з прямим рухом, майже коловими орбітами і такі, що обертаються близько до екваторіальної площини планети. Якщо хоча б одна з умов не виконується, то супутник відносять до нерегулярних. Вважають, що нерегулярні супутники не утворилися разом із планетою, а, швидше за все, були захоплені гравітаційним притяганням планети пізніше. Під час руху навколо планети регулярні супутники, як з'ясовано нещодавно, обернені до неї одним і тим самим боком (синхронізований рух).

Згідно з цією класифікацією у Юпітера налічують усього 8 регулярних супутників — це 4 найближчі до планети, які відносять до групи Амальтеї, і 4 найбільші — Іо, Європа, Ганімед і Калісто, які були відкриті Галілеєм у 1610 р., тому їх називають *галілейовими*. Середні візуальні зоряні величини галілейових супутників дорівнюють $4,8^m$; $5,2^m$; $4,5^m$ і $5,5^m$, тому їх добре видно в бінокль, або невеликий телескоп. Сидеричні періоди обертання цих супутників навколо Юпітера становлять відповідно 1,77 діб, 3,55 діб, 7,16 діб і 16,69 діб.

У 1979 р. поблизу Юпітера пройшли автоматичні міжпланетні станції *Voyager-1* і *Voyager-2* (США). Були отримані унікальні зображення планети та її супутників з близьких відстаней, які дали змогу дізнатися багато нового про цю систему. Зокрема, встановлено наявність кілець, які складаються з дрібних пилових часточок, що рухаються коловими орбітами навколо Юпітера. Варте уваги: існування кільцевої структури навколо Юпітера передбачив задовго до її відкриття київський астроном Сергій Костянтинівич Всехсвятський.

Найближчий до Юпітера галілейовий супутник — Іо (рис. 12.16 а), за своїми розмірами дещо перевершує Місяць. Його середня густина 3570 кг/м^3 . Він має досить велике ядро, яке складається переважно з Феруму, розплавлену мантію і кору з гірських порід.

Поверхня Іо суцільно вкрита вулканами (рис. 12.16 а), близько трьохсот із них — активні. Вулканічна активність стимулюється сильним припливним гравітаційним збуренням з боку Юпітера. До складу речовини, яка безперервно викидається вулканами на поверхню, входять сполуки з Сульфуром, які в процесі охолодження надають поверхні різноманітного забарвлення. Космічний апарат *Galileo* визначив наявність у цього супутника надзвичайно розрідженої атмосфери. Переважно вона складається з Оксигену, Сульфуру та оксиду Сульфуру.

Другий з галілейових супутників — Європа — за своїми розмірами незначно поступається перед Місяцем. Середня густина дещо менша, ніж в Іо, і становить 2970 кг/м^3 . Європа має гладку крижану поверхню (рис. 12.16 б). Вважають досить імовірним, що глибоко під крижаним покривом Європи є великий океан рідкої води, який охоплює силікатну мантію, а ще глибше під мантією є ядро, до складу якого входить переважно Ферум. Як і Іо, Європа теж має розріджену газову оболонку. Її існування було встановлено у 1995 році. Складається вона переважно з молекулярного Оксигену.

Найбільший з галілейових супутників — Ганімед (рис. 12.16 в) є також найбільшим супутником у Сонячній системі. Своїми розмірами він перевершує навіть планету Меркурій. Середня густина Ганімеда 1940 кг/м^3 . Він має багате Ферумом ядро, потужну мантію і крижану кору. Мантія поділяється на дві частини — внутрішню, яка складається з молекулярних сполук з Силіцієм та інших елементів, і зовнішню. Остання являє собою колосальний резервуар води (рідкої чи у вигляді льоду). Вода і сполуки з Силіцієм складають половину всієї маси Ганімеда.

Калісто — четвертий і найвіддаленіший від Юпітера галілейовий супутник (рис. 12.16 з). Його радіус дорівнює радіусу Меркурія, а його середня густина — 1860 кг/м^3 . Поверхня Калісто вкрита кратерами, слідів вулканічної активності не виявлено. Як вважають, під льодовою корою є шар рідкої води.

Під час навчальних спостережень галілейових супутників Юпітера слід брати до уваги, що їхні синодичні (спостережувані з рухомої Землі) періоди обертання дорівнюють відповідно 1 добі 18,5 год, 3 добам 13,3 год, 7 добам 4 год і 16 добам 18 год. Спостерігаючи Юпітер упродовж кількох годин, можна побачити, як супутник ховається за диском планети чи входить в її тінь (тоді відбувається затемнення супутника), або ж проходить на тлі диска планети. Ці типові положення галілейових супутників на кожен день місяця публікують в «Астрономічному календарі».

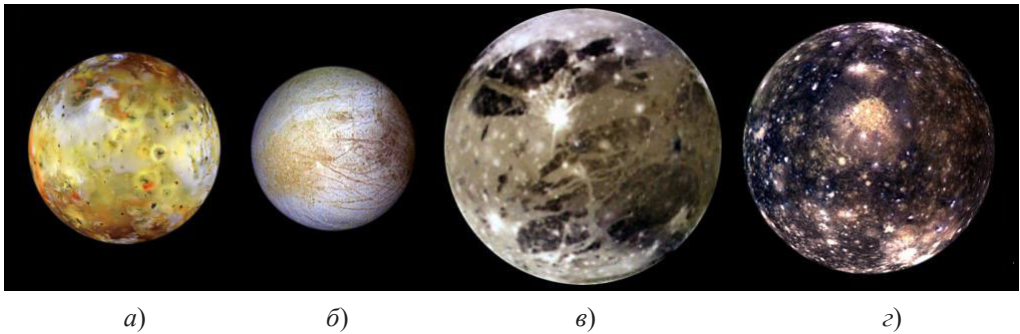


Рис. 12.16. Галілейові супутники (зліва направо) — Іо, Європа, Ганімед, Калісто.

Інші 65 супутників Юпітера мають невеликі розміри — як правило, усього кілька десятків кілометрів у поперечнику.

12.3.6. Сатурн

a	e	T	i	M	R	ρ	g	P
9,540	0,056	29,46 р.	26,73	$5,69 \cdot 10^{26}$	60 268	700	10,8	10 год 39 хв

Друге місце за розмірами й масою серед планет-гігантів займає Сатурн (рис. 12.17). Його радіус майже в десять разів перевищує радіус Землі, маса в 95 разів більша за масу Землі, а от середня густина навіть менша за густину води. Внутрішня структура Сатурна схожа зі структурою Юпітера, тільки шар металевого Гідрогену в нього має бути помітно тонший. За оцінками, його товщина складає близько 10 000 км, тоді як радіус самого ядра дорівнює 12 000 км.

Сатурн майже в два рази далі від Сонця, ніж Юпітер. Температура його поверхні близька до 100 К. Як і Юпітер, Сатурн швидко обертається навколо осі, внаслідок чого він сплюснутий біля полюсів: полярний радіус планети на 10% (приблизно на 6000 км) менший від екваторіального. Це стиснення добре помітно під час спостережень планети в телескоп.

Найвизначніша деталь Сатурна — його кільце, точніше — система кілець, які роблять цю планету найпопулярнішим об'єктом неба. Головну частину цього утвору вперше спостерігав Галілео Галілей у 1610 р., його можна бачити за допомогою невеликого телескопа. Кільце під час спостережень у невеликі телескопи здається складеним з двох концентричних кілець, розділених щільною *Кассіні*. Насправді ж тут є сотні чи навіть тисячі кілець, які мають складну структуру: іноді те чи інше кільце виглядає ніби скрученим з двох компонентів, які переплітаються між собою. Важливу роль при цьому, мабуть, відіграють електромагнітні процеси.

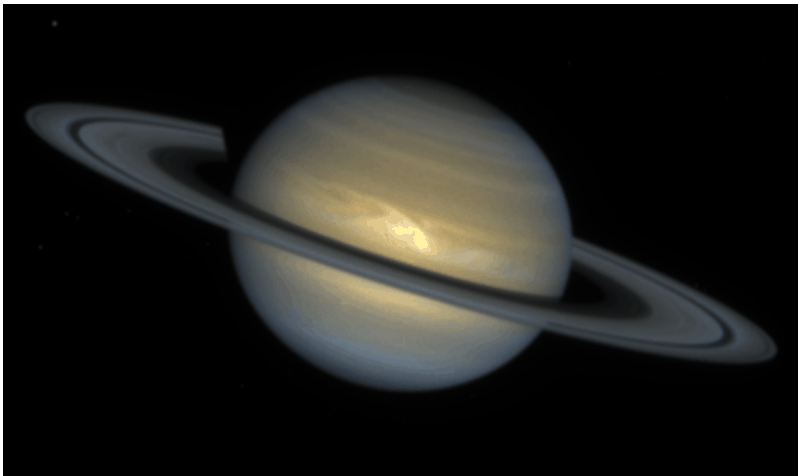


Рис. 12.17. Сатурн

Система кілець має ідеально правильну форму. Вона розпочинається безпосередньо біля видимої поверхні Сатурна, а радіус зовнішнього кільця перевищує 500 000 км. За таких колосальних розмірів системи кільця мають товщину не більше, ніж 2 кілометри! Так що в цілому систему кілець можна назвати напівпрозорим середовищем: для спостерігача світло зорі, якщо її на деякий час закривають кільця, послаблюється усього в 2–5 разів.

Склад кілець — це крижані частинки, що мають розміри від кількох мікрометрів до метрів. Кільця обертаються навколо Сатурна (точніше, кожна з часточок, що утворюють кільце, рухається своєю кеплерівською орбітою навколо Сатурна). Незважаючи на свої значні розміри, система кілець має невелику масу.

З огляду на постійні зіткнення частинок, з яких складаються кільця Сатурна, одні з них мають гальмуватися і переходити на орбіти, ближчі до планети, інші, отримавши більшу швидкість, мали б залишати систему. Тут виникає питання: якщо ця система кільць сформувалася кілька мільярдів років тому (а інших припущень немає), то чому вона існує дотепер? Яким є механізм, що підтримує її стійкість? Відповіді на ці питання ще немає. Умови для спостережень кільць Сатурна з Землі змінюються з періодом 29,5 років (рис. 12.18).

Спостереження Сатурна в радіодіапазоні вказують на певне зростання його яскравісної температури з довжиною хвилі. Це означає, що Сатурн має магнітне поле і радіаційні пояси.

Кількість відомих (на 2018 р.) природних супутників Сатурна — 62. Найбільшого з них — Титана — відкрив Х. Гюйгенс у 1655 р. Лише цей супутник Сатурна видно в невеликій телескопі (його зоряна величина $8,4^m$). Він другий за величиною у Сонячній системі і незначно поступається за розмірами Ганімедові (різниця в радіусах усього 56 км). Примітний він ще й тим, що має атмосферу, яка загалом у десять разів масивніша, ніж земна. Атмосферний тиск біля поверхні перевищує 1,5 атм. Складається вона переважно з Нітрогену (90%) з домішками карбонових сполук — метану, етану, ацетилену, етилену, пропану. За низької температури біля поверхні Титана (95 К) деякі з цих сполук можуть утворювати цілі ріки, озера чи навіть цілий океан. Можливо, що на полюсах цього супутника є озера з рідкого Нітрогену. 2004 р. на поверхню Титана здійснив м'яку посадку зонд *Huygens* (космічна місія *Cassini*, США–Європа), за допомогою якого людство вперше побачило поверхню цього унікального супутника Сатурна.

Розміри інших супутників Сатурна в 5–100 разів менші, їхні візуальні величини перебувають у межах від $+9,5^m$ до $+18,5^m$. 24 супутники є регулярними, інші 38 — нерегулярні. Шість маленьких супутників (характерний розмір < 10 км) обертаються всередині кільць Сатурна («супутники-пастухи»).

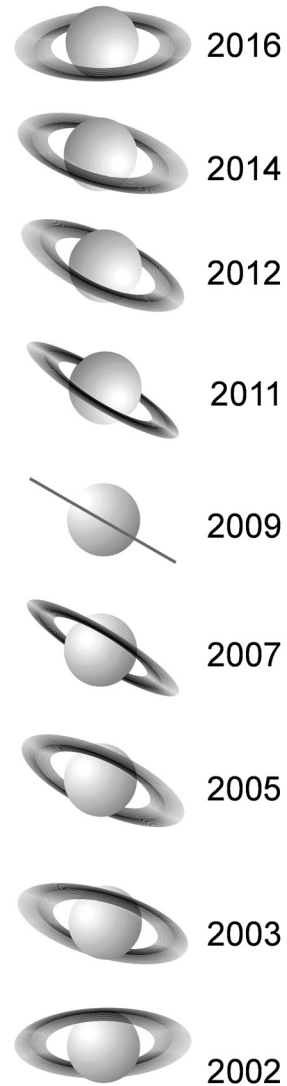


Рис. 12.18. Зміна умов видимості кільць Сатурна за половину його орбітального періоду

Супутник Сатурна Япет, цікавий тим, що має надто неоднорідне забарвлення: одна з його півкуль відбиває 35% сонячного світла, тоді як інша — усього 7%. Тому блиск супутника під час його орбітального руху змінюється майже на 2^m , тобто приблизно у шість разів. Світла (передня за ходом його руху на орбіті) півсфера Япета покрита, очевидно, льодом, тоді як темна — сильно забрудненим снігом або ж ґрунтом, що нагадує місячний. Така сама неоднорідність в яскравості півкуль типова і для трьох інших супутників Сатурна — Фетіди, Діони й Енцелада. На Енцеладі за допомогою космічного апарата *Cassini* виявлені гейзери, що випаровують воду, тому, швидше за все, цей супутник (як і Європа й Ганімед) містить під корою рідку воду.

12.3.7. Уран

a	e	T	i	M	R	ρ	g	P
19,19	0,046	84,01 р.	97,9	$8,66 \cdot 10^{25}$	25 559	1290	8,83	17год 14 хв

Сьома планета Сонячної системи — Уран (рис. 12.19) була відкрита у 1781 р. (В. Гершель), а досить детально досліджена у 1986 р., коли космічний апарат *Voyager-2* пройшов поблизу неї на відстані 120 000 км.

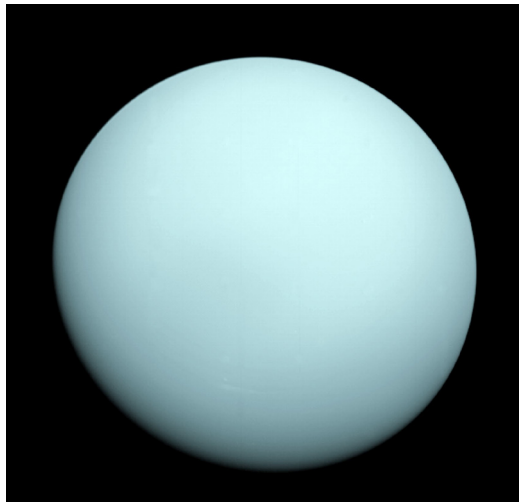


Рис. 12.19. Уран

Уран розташований на відстані приблизно 19 а. о. від Сонця і робить один оберт навколо нього за 84 роки, при цьому «лежачи на боці»: вісь

його обертання нахилена до площини орбіти під кутом 8° . З огляду на це з Землі десятиліттями можна спостерігати то одну з його навколополярних областей, то приекваторіальні ділянки цієї планети.

Уран — планета-гігант, і його будова дещо нагадує структуру Юпітера і Сатурна, хоча, як вважається, є і значні відмінності. Насамперед — ядро Урана не містить Феруму і Ніколу, а складається з кам'янистих порід і становить 30% загальної маси планети. Воно оточене шаром води, який перебуває під високим тиском. Водяний шар, до складу якого входять також метан і аміак, у свою чергу, оточений шаром рідкого Гідрогену і Гелію.

Атмосфера Урана, яка містить переважно Гідроген і Гелій, має зеленуватий колір, що зумовлено домішкою метану. Температура зовнішніх шарів планети 73 К, а за цих умов метан уже перебуває у формі кристалів.

Як виявили, Уран має магнітне поле, індукція якого на верхній межі його атмосферних хмар досягає $2,5 \cdot 10^{-5}$ Тл. Загадковим є те, що еквівалентний диполь магнітного поля віддалений на 6000 км від центра планети і нахилений до осі обертання під кутом 59° .

У 1977 р. під час фотоелектричних спостережень покриття Ураном зорі 9-ї величини у цієї планети також виявили кільця, щоправда значно слабкіші, ніж у Сатурна, які також складаються з дрібних частинок.

Кількість відомих (2018 р.) природних супутників Урана — 27, з них усього 9 нерегулярних. На відміну від супутників інших планет усі вони отримали назви на честь персонажів із творів Вільяма Шекспіра та Олександра Поупа. Найбільші за розмірами супутники — Аріель, Умбріель, Титанія, Оберон й Міранда мають радіуси в діапазоні 230–800 км.

12.3.8. Нептун

<i>a</i>	<i>e</i>	<i>T</i>	<i>i</i>	<i>M</i>	<i>R</i>	ρ	<i>g</i>	<i>P</i>
30,06	0,010	164,79 р.	29,56	$1,03 \cdot 10^{26}$	24 765	1640	10,79	16 год 07 хв

Нептун — восьма планета Сонячної системи і четверта за рахунком планета-гігант (рис. 12.20). Відкритий він був у 1846 р. німецьким астрономом Йоганном Галле за розрахунками імовірного положення тоді ще невідомої планети, які провели незалежно Джон Адамс (Англія) і Урбен Левер'є (Франція).

За найбільш вірогідною моделлю, внутрішня будова Нептуна подібна до будови Урана: кам'янисте ядро з включеннями Феруму і Ніколу, оточене шаром води з домішкою метану й аміаку. Зовнішня оболонка складається переважно з рідкого Гідрогену і Гелію. Газова атмосфера, яка розташована над зовнішнім гідрогено-гелієвим шаром, включає кристали метану, що

надає їй блакитного відтінку. Атмосфера характеризується наявністю турбулентності і сильних вітрів, швидкість яких може досягати 2000 км/год.

Як і у випадку інших планет-гігантів, Нептунові властиве швидке осьове обертання. В атмосфері Нептуна добре проглядається *Велика темна пляма* — аналог Великої червоної плями Юпітера, а також, як і в інших планет-гігантів, система вузьких кілець, які складаються з крижаних часточок, що рухаються кеплерівськими орбітами. Усі ці деталі були зареєстровані на знімках, зроблених з борта космічної станції *Voyager-2*, яка у серпні 1989 р. пройшла поблизу Нептуна.

Магнітне поле цієї планети дещо слабкіше, ніж у Землі. Вісь магнітного диполя нахилена під кутом 47° відносно осі обертання і, як і в Урана, не проходить крізь центр планети.

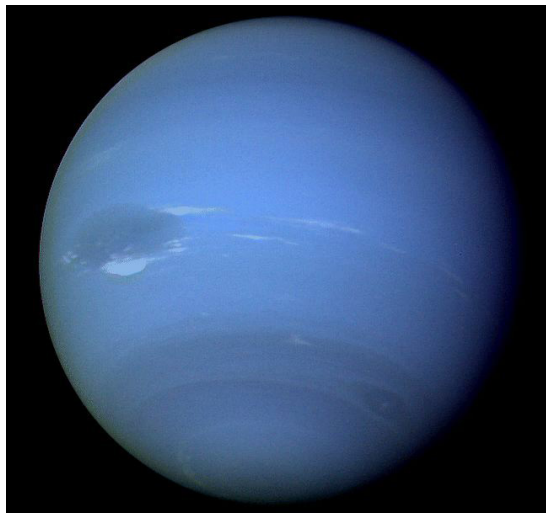


Рис. 12.20. Нептун

Кількість відомих на сьогодні (2018 р.) природних супутників Нептуна — 14, з яких половина є регулярними. Шість невеликих за розмірами відкрили тільки у 1989 р. під час проходження поблизу Нептуна космічної станції *Voyager-2*. Найбільший із супутників Нептуна — Тритон (відкритий у 1846 р.). Його радіус лише на 388 км менший за місячний. Тритон має тонку атмосферу з Нітрогену. Оскільки температура його поверхні 36 К, частина атмосферного Нітрогену перебуває у рідкому стані, а можливо, навіть і у вигляді «снігу», що вкриває поверхню супутника. Зазначимо, що Тритон рухається у зворотний бік відносно напрямку обертання Нептуна, а це означає, що припливний вплив з боку Нептуна на Тритон веде до прогресуючого наближення супутника до планети. Через кілька сотень мільйонів років піввісь орбіти Тритона досягне критичного значення, за якого супутник буде зруйнований гравітаційним полем Нептуна.

12.3.9. Карликові планети

Міжнародним Астрономічним Союзом офіційно визнано п'ять карликових планет — це Церера, Плутон, Хаумеа, Макемаке і Ерида, проте можливо, що ще кілька десятків з відомих об'єктів в Сонячній системі належать до цієї категорії, а загальна їх кількість може перевищувати кілька сотень.

Церера

a	e	T	i	M	R	ρ	g	P
2,765	0,080	4,599 р.	10,59	$9,5 \cdot 10^{20}$	481	2080	0,27	9 год 4хв

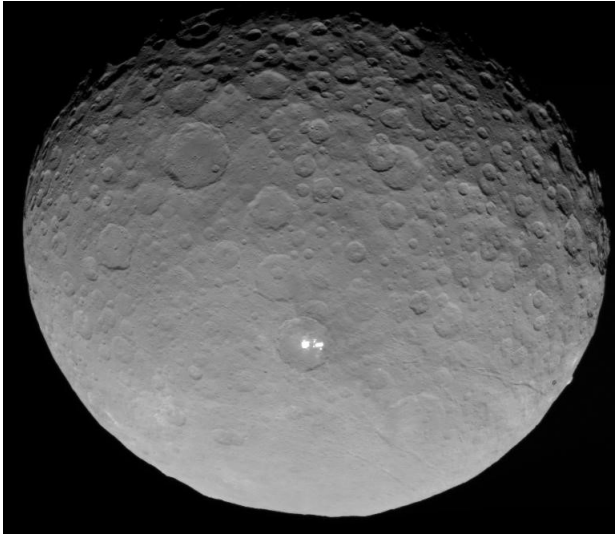


Рис. 12.21. Знімок Церери з космічного апарата *Dawn*

Церера є єдиною карликовою планетою, яка не перебуває у поясі Еджеворта–Койпера. Вона обертається в головному поясі астероїдів між Марсом і Юпітером. Церера є найбільшим об'єктом пояса астероїдів, і в той же час найменшою серед відомих карликових планет. Оскільки Церера значно ближче до нас, на відміну від інших карликових планет, вона була відкрита ще в 1801 р. італійським астрономом Джузеппе Піацці. У лютому 2015 р. космічний апарат *Dawn* наблизився до Церери для її детального дослідження. На рис. 12.21 представлено фотографію північної півкулі Церери, зроблену космічним апаратом *Dawn* 4 травня 2015 р. з відстані 13 600 км.

Оскільки карликові планети, як і класичні, зазнавали гравітаційної диференціації, то їх внутрішня структура має бути аналогічною структурі

класичних планет. Передбачають, що Церера має кам'яне ядро і оболонку, яка складається переважно з водяного льоду. Виходячи з низької середньої густини Церери, товщина її оболонки, можливо, досягає ≈ 100 км (23–28 % маси планети).

Плутон

a	e	T	i	M	R	ρ	g	P
39,49	0,249	247,94 р.	17,14	$1,30 \cdot 10^{22}$	1186	1860	0,62	6,387 д.

До 2006 р. Плутон вважався звичайною і найвіддаленішою від Сонця планетою Сонячної системи, хоча через великий ексцентриситет своєї орбіти, він іноді буває трохи ближче до Сонця, ніж Нептун.

Плутон (рис. 12.22) за своїми розмірами та масою набагато поступається планетам земної групи. Він був відкритий американським астрономом Клайдом Томбо у 1930 р., а майже через 50 років був виявлений його найбільший супутник — Харон. Зробив це відкриття у 1978 р. Джеймс Крісті (США), виявивши асиметрію зображення Плутона на знімку і зробивши висновок про те, що ця планета має супутник, який здійснює оберт навколо неї за 6,4 доби (рис. 12.23). Вже у XXI ст. за допомогою космічного телескопа *Hubble* було виявлено ще чотири маленьких супутники.

Визначено, що Плутон обертається навколо осі, як і Уран, у протилежний бік відносно напрямку орбітального руху, а кут нахилу площини його екватора до площини орбіти становить $29,6^\circ$ (точніше — $90^\circ + 29,6^\circ = 119,6^\circ$).

14 липня 2015 р. на мінімальній відстані від Плутона 12 500 км пролетів космічний апарат *New Horizons* (політ до Плутона тривав майже 9 років).

З похибкою менше, ніж 0,5% визначили радіус самого Плутона $R = 1186$ км і радіус Харона $R = 606$ км. З точністю до 2% радіус орбіти Харона дорівнює 19 640 км. Маса супутника усього лише в 7 разів менша від маси планети, і це дає змогу розглядати систему Плутон–Харон як подвійну планету (аналогічно системі Земля–Місяць).

Плутон відрізняється від Харона своїм кольором: Харон значно темніший і більш сірий. Можливо, це пов'язане з тим, що, маючи більшу масу, Плутон зберіг метан, тоді як з поверхні Харона він дисипував. Наявність метанового льоду на Плутоні було підтверджено космічним зондом *New Horizons*. Фотографії поверхні свідчать про те, що Плутон займає друге місце за контрастністю поверхні серед об'єктів Сонячної системи (після Япета). Методами спектрального аналізу встановлено також, що Плутон має на своїй поверхні замерзлий Нітроген і оксид Карбону. За зображеннями з *New Horizons* в екваторіальній зоні Плутона зафіксовані молоді гори висотою до 3,5 км, які складаються, як припускають, з водяного льоду.

Рис. 12.22. Знімок Плутона з *New Horizons*Рис. 12.23. Знімок Харона з *New Horizons*

Хаумеа

a	e	T	i	M	R	ρ	g	P
42,98	0,198	281,83 р.	28,2	$4,01 \cdot 10^{21}$	≈ 718	≈ 3000	$\approx 0,44$	3,92 год

Хаумеа була відкрита американською групою астрономів (Майкл Браун, Девід Рабінович і Чедвік Трухільо) у 2004 р. і незалежно іспанською групою (Хосе Луїс Ортіс і Пабло Сантос-Санз) через півроку в 2005 р. Головна особливість Хаумеї в тому, що вона надто швидко обертається навколо своєї осі — період обертання становить лише 3,92 години. Таке швидке обертання мало б спотворити її форму. Це підтверджується спостереженнями, які фіксують значні коливання блиску — близько $0,3^m$, хоча частково причиною таких коливань може бути неоднорідність поверхні Хаумеї (як у Плутона). Моделювання форми цієї карликової планети дало змогу встановити, що спостереженням найкраще відповідає модель еліпсоїда Якобі з розмірами $1960 \times 1518 \times 996$ км. У Хаумеї виявлено два супутники, що дало змогу визначити її масу.

Макемаке

a	e	T	i	M	R	ρ	g	P
45,44	0,162	306,28 р.	29,01	$\approx 3 \cdot 10^{21}$	751	≈ 2000	$\approx 0,4$	7,77 год

Макемаке, як і всі наступні (за порядком наведення) карликові планети, була відкрита тією ж групою американських астрономів, що й Хаумеа, 31 березня 2005 р. Довгий час вважалося, що у Макемаке немає супутників, тому її масу оцінювали доволі грубо непрямыми методами. Проте нещодавно (у 2016 р.) невеличкий супутник у Макемаке вдалося виявити, що дало змогу уточнити значення маси. Найбільш точно її розміри визначили під час покриття нею слабкої зорі у 2011 р. У результаті цих вимірювань вдалось встановити, що екваторіальний діаметр дорівнює 1502 ± 45 км, а полярний — 1430 ± 9 км.

Ерида

a	e	T	i	M	R	ρ	g	P
68,05	0,435	561,34 р.	43,82	$1,67 \cdot 10^{22}$	1163	2520	0,793	25,9 год

Ерида була відкрита 5 січня 2005 р. За ексцентриситетом і нахилом орбіти Ериди значно перевершує відповідні значення орбітальних параметрів Плутона та інших класичних об'єктів пояса Еджворта–Койпера, тому цю карликову планету класифікують як об'єкт так званого *розсіяного диска*. У Ериди виявлено один супутник (Дизномія), що дало змогу визначити її масу. Вона виявилась більшою за масу Плутона, тому на сьогоднішній

день Ериду вважають наймасивнішою карликовою планетою. Її точні розміри вдалося встановити в результаті спостережень покриття нею слабкої зорі в 2010 р. Ерида виявилась дещо меншою за Плутон.

На сьогодні щонайменше 6 транснептунових об'єктів вважають кандидатами у карликові планети, серед яких 3 є найбільш імовірними: Кваоар, 2007 OR₁₀ і Седна. У Кваоара виявили супутник, що дало змогу визначити його масу — $1,4 \cdot 10^{21}$ кг, для двох інших є тільки грубі оцінки маси, які за порядком величини теж становлять $\sim 10^{21}$ кг. Ці три об'єкти є також найбільшими серед відомих кандидатів у карликові планети, за оцінками їхні діаметри перевищують 1000 км. Седна є найвіддаленішою потенційно можливою карликовою планетою з великою піввіссю орбіти $a \approx 524$ а. о. і рекордним ексцентриситетом $e = 0,855$.

Розділ 13

МАЛІ ТІЛА СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ: АСТЕРОЇДИ, МЕТЕОРОЇДИ, КОМЕТИ, МІЖПЛАНЕТНИЙ ПИЛ

13.1. Астероїди

У 1766 р. німецький астроном Йоганн Тіціус виявив, що відстані планет від Сонця можна описати такою простою залежністю:

$$r = (0,3 \cdot 2^n + 0,4) \text{ а. о.} \quad (13.1)$$

де n — цілі числа крім значення для Меркурія. Її опублікував у 1772 р. і широко популяризував інший німецький астроном Йоганн Боде, тому цю емпіричну закономірність планетних відстаней назвали *правилом Тіціуса–Боде*. Результат застосування цього правила до планет Сонячної системи, включаючи відкриті пізніше Уран, Нептун і Плутон, представлений у табл. 13.1.

Таблиця 13.1

Об'єкт	n	Середній радіус орбіти (а. о.)	
		за правилом	фактичний
Меркурій	$-\infty$	0,4	0,39
Венера	0	0,7	0,72
Земля	1	1,0	1,00
Марс	2	1,6	1,52
Пояс астероїдів	3	2,8	$2,2 \div 3,6$
Юпітер	4	5,2	5,20
Сатурн	5	10,0	9,54
Уран	6	19,6	19,22
Нептун	—		30,06
Плутон	7	38,8	39,5

У 1781 р. відкрито планету Уран, яка також підлягала цьому правилу. Тому з 1796 р. розпочали пошуки небесного тіла, яке мало б бути на відстані $r = 2,8$ а. о. Новий об'єкт 7-ї зоряної величини, який за добу змістився на тлі зір на $6'$, цілком випадково відкрив італійський астроном Джузеппе Піацці ввечері 1 січня 1801 р., проводячи спостереження, необхідні для складання каталогу зір. Це космічне тіло назвали Церерою за іменем античної богині плодючості і спочатку вважали планетою.

Проте майже відразу, у 1802 р., німецький астроном Г. Ольберс відкрив у цій області Сонячної системи інше космічне тіло, яке назвали Палладою. У 1804 р. було відкрито Юнону, а у 1807 р. — Весту. Ці космічні тіла отримали назву *астероїдів* (тобто зореподібних об'єктів, оскільки саме так вони виглядали навіть під час розглядання у телескоп). Справжня злива відкриттів астероїдів почалася в 1891 р., коли німецький астроном М. Вольф запропонував для цього фотографічний метод. До кінця XIX ст. їх було відомо понад 400, на початку XXI ст. — понад 40 000. У 2006 р. Церера отримала статус карликової планети (див. розділ 12).

Середня відстань астероїдів від Сонця $r = 2,75$ а. о., причому для 97% з них велика піввісь орбіти перебуває в межах $2,17$ а. о. $< r < 3,65$ а. о. Вони утворюють своєрідний *пояс астероїдів*. Видима зоряна величина Вести — найяскравішої серед астероїдів — за найсприятливішого положення відносно Землі сягає $5,9^m$. Ексцентриситети орбіт астероїдів досягають значення $e \approx 0,83$, а кут нахилу орбіти до площини екліптики $i \leq 52^\circ$. Зрештою, лише для 40 з них $e > 0,34$ і для 100 $i > 20^\circ$. Як виявилось, кожен з великих астероїдів оточений сімейством із кількох десятків дрібніших тіл. Таких сімейств відомо вже понад 50.

Астероїди мають найрізноманітніші розміри. Найбільшим є астероїд Веста (характерний розмір становить ≈ 525 км), другий за розмірами — Паллада (≈ 510 км), третій — Давіда (≈ 330 км), характерний розмір Юнони ≈ 230 км.

Дослідження показують, що кількість астероїдів з розмірами меншими від 1 км може сягати мільйонів. За підрахунками, усі вони вмістилися б у сфері радіусом близько 750 км, тобто об'єм астероїдної речовини досягає 10^9 км³. За середньої густини цієї речовини 3500 кг/м³ загальна маса астероїдів мала б бути $3,5 \cdot 10^{21}$ кг. А це у 20 разів менше від маси Місяця. Нині до астероїдів відносять тіла з поперечником не менше 30 м. Дрібніші тіла названо *метеороїдами*.

Астероїд, орбіту якого добре вивчено, отримує ім'я. Перша їхня сотня, за деякими винятками, названа іменами богинь грецької і римської міфології. Згодом астрономи звернулися до міфів інших народів, потім — до епосу. Саме так на небі з'явилися герої Троянської війни — «греки» і «троянці» (див. рис. 6.4). У кожній з цих груп налічується до 20 об'єктів діаметром близько 150 км, тоді як дрібних астероїдів в обох групах більше тисячі.

З борту космічних апаратів отримано знімки астероїдів, зроблені з близької відстані (див. рис. 13.1). З'ясовано, що деякі астероїди утворюють гравітаційно зв'язані системи. Як ось астероїд Іда з її невеликим супутником Дактіль (рис. 13.1в).

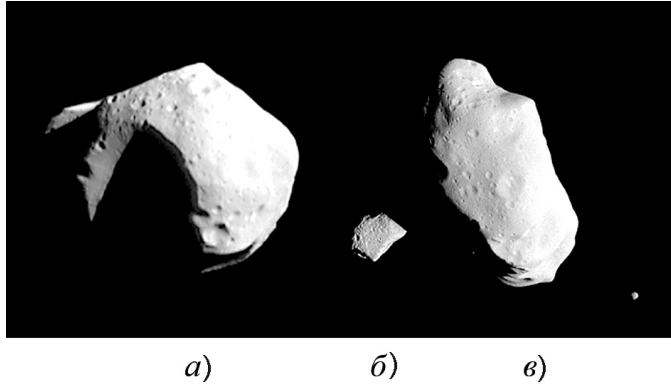


Рис. 13.1. Астероїди: Матільда — а), Гаспра — б), Іда і Дактіль — в)

До кінця XIX ст. відкрили декілька астероїдів, орбіти яких проникають усередину орбіти Марса. Їм почали давати чоловічі імена. Зараз відомо близько 80 астероїдів, які зближуються з орбітою Землі, а деякі з них навіть проникають усередину орбіти Меркурія (наприклад, Ікар, перигелійна відстань якого від Сонця становить усього 28 млн км). Їх ділять на три групи: групу Амура, групу Аполлона і групу Атона. Перші з них у перигелії зближуються з орбітою Землі, однак залишаючись поза нею. Аполлонці в перигелії проникають усередину земної орбіти, в атонців же взагалі великі півосі орбіт $a \leq 1$ а. о. Рухаючись по своїх витягнутих орбітах, деякі з них можуть проходити на невеликій (у масштабах Сонячної системи) відстані від Землі — усього лише кілька десятків мільйонів кілометрів.

До складу астероїдів входить переважно Ферум, Нікол і сполуки Магнію, Силіцію, Феруму з Оксигеном. Тобто, за своїм хімічним складом астероїди близькі до планет земної групи. З початку XIX ст. існує припущення, що астероїди — це уламки планети Фаєтон, яка з невідомих причин була зруйнована. Проте у наші дні схиляються до іншої версії: астероїди утворилися одночасно з іншими планетами Сонячної системи, але подальше формування окремої планети на орбіті між Марсом і Юпітером було неможливим, оскільки гравітаційний вплив масивного сусіда — Юпітера був надто сильний.

Періоди обертання астероїдів навколо своїх осей у середньому дорівнюють 5–20 годин. Для астероїда 2010 JL₈₈ він становить лише 25 с, і це поки що об'єкт Сонячної системи з найбільш швидким осьовим обертанням (за іншими даними таким об'єктом є астероїд 2014 RC, який, як вважається, робить один оберт за 16 с).

13.2. Комети

Як уже встановлено, на відстанях від сотень до десятків тисяч а. о. від Сонця є величезна кількість крижаних брил розміром до кількох десятків кілометрів, які складаються зі звичайного льоду, а також із замерзлого вуглекислого газу з домішками льоду з метану, аміаку тощо. У них вморожені тверді кам'янисті фрагменти зі сполук різних елементів — Силіцію, Магнію, Феруму та ін. Ці крижані брили і є *кометними ядрами*. Частина з них скупчена у широкому поясі, площа якого збігається з площиною екліптики, а сам він простягається від орбіти Плутона до відстані у декілька сотень а. о. від Сонця. Цей пояс названо *поясом Еджворта–Койпера* — на честь англійського і американського астрономів К. Еджворта і Дж. Койпера, які у середині ХХ ст. висловили припущення про існування саме такої структури в Сонячній системі (але першим, хто висловив припущення про існування трансплутонових тіл був Ф. Леонард у 1930 р., одразу після відкриття Плутона). Вже відомо понад 1000 об'єктів, що перебувають у межах пояса Еджворта–Койпера, їхні розміри менші (крім Ериди), ніж у Плутона. Загальну кількість кометних ядер у вищезгаданому поясі оцінюють у кілька сотень мільйонів.

Значно більше кометних ядер виявлено ще далі від Сонця. Там вони формують сферичний шар із середнім радіусом 50 000 а. о., утворюючи *хмару Оорта* кометних тіл (названо на честь нідерландського астронома Я. Оорта). Кожне з них має майже колову орбіту і робить один оберт навколо Сонця за мільйони років. Кількість кометних ядер у хмарі Оорта, очевидно, сягає ста мільярдів.

Іноді гравітаційне збурення орбіт цих крижаних брил з боку найближчих до Сонця зір спрямовує деякі з них всередину Сонячної системи. Під час наближення до Сонця і поступового розігріву активізується процес випаровування речовини з поверхні крижаної маси. Процес суттєво прискорюється, як тільки відстань кометного ядра від Сонця стає меншою за 20 а. о. Залишаючи крижану поверхню ядра, молекули газу і пилинки утворюють навколо нього *кому*. Під дією тиску сонячного випромінювання частина речовини коми здувається у протилежний від Сонця бік, формуючи протяжний шлейф — *хвіст*, довжина якого може досягати десятків і навіть сотень мільйонів кілометрів.

Так формується явище, яке було відоме з глибокої давнини й одержало назву *комета*. У перекладі з грецької слово «комета» означає «довговолосе», «хвостате» світило (рис. 13.2).

Арістотель вважав, що комети — це згущення найлегшої з чотирьох стихій — вогню, які підіймаються вгору в атмосфері Землі. І лише Тихо Браге прямими спостереженнями (вимірюваннями добового паралаксу) довів, що ці об'єкти перебувають далі Місяця. А сподвижник Ньютона Едмонд Галлей (насправді Геллі) визначив, що ці світила належать до Сонячної системи.



Рис. 13.2. Комета Гейла-Боппа (1997 р.)

Навіть у недалекому минулому поява комети на небі спричиняла паніку. Ось що повідомляли газети з Відня у 1910 р.: «Серед населення, особливо у провінції, паніка... Були випадки самогубства зі страху. Деякі селяни в очікуванні кінця світу продали своє майно і безпросвітно пиячать».

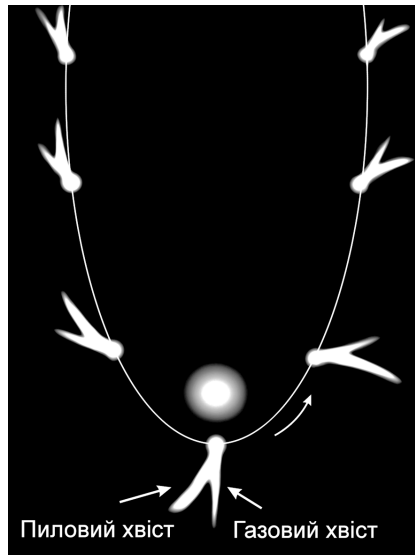


Рис. 13.3. Взаємне розташування газового і пилового хвостів комети відносно напрямку на Сонце. Стрілка вказує напрямок руху комети відносно Сонця

Газовий хвіст комети завжди спрямований у бік, протилежний напрямку на Сонце (рис. 13.3). Він має прямолінійну форму і голубуватий колір. Концентрація газу в хвості надзвичайно низька, проте його світіння

помітне навіть на великих відстанях. Головний вплив на нього здійснює *сонячний вітер* (потік частинок, переважно протонів, від Сонця). Поряд із газовим хвостом формується ще один — пиловий, оскільки пилинки входять до складу кометного ядра. Тиск сонячного випромінювання, який діє на поверхню пилинок, спрямовує їх також у протилежний від Сонця бік. Але динаміка руху пилинок складніша, ніж частинок газового хвоста, тому пиловий хвіст, як правило, має форму вигнутої смуги. Він виявляється розташованим між газовим хвостом і напрямком, з якого надійшла комета, рухаючись по своїй орбіті. Оскільки пилинки розсіюють сонячне світло, пиловий хвіст має жовтуватий колір. Із віддаленням комети від Сонця яскравість її хвоста зменшується.

Слід зазначити, що одночасно з комою навколо ядра формується ще одна надто розріджена газова оболонка — гідрогенова. Її діаметр досягає 20 млн км, але спостерігати її можна лише за допомогою спеціального обладнання. Схематично структура комети показана на рис. 13.4.



Рис. 13.4. Схематична структура комети

Кометне ядро рухається витягнутою еліптичною орбітою і витрачає на подорож до Сонця, а потім назад до поясу Еджворта–Койпера або хмари Оорта від десятків тисяч до мільйонів років. Комети, які виникають таким чином, називають *довгоперіодичними кометами*. Але серед комет є й такі, що в своєму русі повертаються до Сонця з періодом меншим двох сотень років. Їх названо *короткоперіодичними кометами*. Це бувші довгоперіодичні комети, які під час свого орбітального руху у центральній частині Сонячної системи зазнали сильного гравітаційного впливу з боку певної планети під час їхнього випадкового взаємного зближення. Такий вплив може істотно змінити характеристики кометної орбіти — наприклад, зменшити величину великої півосі орбіти, а, отже, скоротити період комети.

Одна з найбільш відомих короткоперіодичних комет — комета Галлея. Свого часу Е. Галлей обчислив елементи орбіт 24 яскравих комет, які з'являлися на небі з 1337 по 1698 р., і виявив близькість цих елементів для комет 1531, 1607 і 1682 рр. Він дійшов висновку, що це — одна і та сама комета, яка обертається навколо Сонця еліптичною орбітою з періодом 76 років. Галлей передбачив її наступну появу у 1758 р., що й підтвердилося. Згодом її — комету Галлея — спостерігали на нічному небі у 1835, 1910 і 1985–1986 роках.

Для дослідження комети Галлея під час її минулого проходження поблизу Сонця було створено кілька космічних станцій. У березні 1986 р. *Vega-1* і *Vega-2* (СРСР) пройшли на відстані близько 8000 км від ядра комети, а ще ближче до нього — японська станція *Suisel* (Комета японською мовою) і спільноєвропейська станція *Giotto*. Визначено, що ядро комети Галлея має розміри $16 \times 8 \times 8$ км і обертається навколо своєї осі з періодом 53 год, а його поверхня вкрита темною пористою корою, альbedo якої становить $A = 0,04$ — що навіть менше ніж у вугілля. Маса комети Галлея виявилася невеликою: приблизно $5 \cdot 10^{11}$ маси Землі. Її наступне проходження через перигелій відбудеться в 2062 році.

У 1996 і 1997 роках можна було спостерігати неозброєним оком дві яскраві комети — комету Хіякутакі і комету Гейла–Боппа.

Короткоперіодичні комети існують протягом певного (досить довгого) проміжку часу. З кожним наближенням до Сонця комета втрачає приблизно 1% своєї маси, тому, зробивши декілька десятків обертів навколо Сонця, льодова складова кометного ядра випаровується майже повністю, і комета зникає. Іноді трапляються і катастрофічні події, як, наприклад, у липні 1994 р., коли комета Шумейкерів – Леві 9 зіштовхнулася з Юпітером і назавжди припинила своє існування.

Як було сказано вище, комети виявляють лише тоді, коли вони наближаються до Сонця. Їм за традицією присвоюють ім'я першовідкривача (не більше трьох імен). Тому й тепер їх пошуками займаються багато аматорів. Підраховано, що в середньому на відкриття однієї комети витрачається 200–300 год нічних спостережень.

Нині на передній план виходять космічні дослідження комет. Наприклад, однією з останніх і найрезультативніших космічних місій була місія автоматичної станції *Rosetta* до комети Чурюмова–Герасименко, на завершальному етапі якої у 2014 р. була здійснена м'яка посадка на ядро комети (рис. 13.5) розміром усього 4 км (спусковий модуль *Philae*). Серед важливих результатів дослідження ядра і коми цієї комети слід відзначити такі: утричі більше ізотопне відношення Дейтерію до звичайного Гідрогену, ніж у земних океанах, що суперечить гіпотезі занесення води на Землю кометами; наявність вільного молекулярного Оксигену і органічних сполук, наприклад, ацетону.



Рис. 13.5. Фотографія ядра комети Чурюмова–Герасименко (АМС *Rosetta*, 09.08.2014)

13.3. Метеори і метеорні потоки

Метеором називають світлове явище, яке виникає на висоті від 130 до 80 км під час потрапляння в земну атмосферу частинки — *метеорного тіла* — з міжпланетного простору. Швидкості руху метеорних тіл відносно Землі можуть бути різні — від 11 до 70 км/с. Вони залежать від того, доганяє метеорне тіло Землю під час її руху навколо Сонця, чи рухається їй назустріч.

У цілому за добу з усієї поверхні Землі можна зареєструвати близько 28 000 метеорів, видима зоряна величина яких до $m = -3^m$. Маса метеорної частинки, що спричиняє таке явище, є меншою від 5 г. Метеорів, які мають зоряну величину $m + 1$, у середньому в 2,5 рази більше, ніж метеорів m -ї величини, у стільки ж разів менша їхня маса. Загалом за добу спалахує приблизно 100 млн метеорів, яскравіших за 5^m . Ще більше *телескопічних* метеорів (тобто таких, які можна зареєструвати за допомогою телескопа).

Крім поодиноких *спорадичних* метеорів час від часу спостерігають *метеорні потоки* або *зоряні дощі*. І якщо за одну годину звичайно спостерігає реєструє 5–15 метеорів, то під час метеорного дощу — від сотень до тисяч. Метеорні потоки упродовж кількох ночей з'являються приблизно в одній і тій самій ділянці неба. Якщо слід кожного метеора з метеорного потоку уявно продовжити назад, то вони перетнуться в одній точці, яку називають *радіантом метеорного потоку*.

В останні десятиліття було значно розвинуто методи реєстрації метеорів за допомогою радіолокації метеорного сліду, який складається з іонізованої плазми.

Джерелом метеорних частинок є переважно ядра комет. Зв'язок метеорних потоків з ними визначений не менше ніж у десяти випадках. Типо-

вим прикладом є рясні метеорні дощі, які спостерігали в 1832, 1833, 1866, 1872, 1885, 1892, 1899 роках. Їх причиною було проходження Землі через рій метеорних частинок, що рухалися по орбіті комети Темпеля–Туттля (перші три випадки) і комети Бієли (останні чотири з перелічених). Комету Бієли відкрито в 1826 р. У той час вона мала період обертання навколо Сонця 6,8 року, а її орбіта проходила близько до орбіти Землі. У 1845 р. на очах у багатьох спостерігачів комета Бієли розвалилася на дві частини, а після 1852 р. взагалі не спостерігалася. Очевидно, після випаровування льодів, що цементували ядро комети, воно розпалося на дрібні частинки, які під час зіткнень з атмосферою Землі й стали згодом причиною появи метеорних дощів.

Кількість відомих радіантів метеорних потоків досягає 1000, з них близько 60 таких, що їх спостерігали неодноразово. Оскільки ж сузір'їв на небі є всього 88, то в назвах метеорних потоків звичайно вказують зорю, поблизу якої знаходиться радіант того чи іншого потоку. Наприклад, α -Віргініди — потік, радіант якого розташований біля зорі α Діви. Інформацію про дату активності метеорного потоку регулярно публікують в «Астрономічному календарі».

Надто яскраві метеори з $m < -4^m$ називають *болідами* (від гр. βολιδος — металний спис). Їх рух в атмосфері супроводжується оптичними і звуковими ефектами, а їхні сліди видно іноді до 20 хв. Особливо яскраві боліди можна побачити і вдень.

Оскільки Земля рухається орбітою вперед тим боком, де на ній ранок, то саме вранці і можна зареєструвати найбільшу кількість метеорів. Їх підрахунок потрібний для з'ясування щільності речовини у міжпланетному середовищі.

13.4. Метеорити

В окремих випадках велике метеорне тіло (метеороїд) під час руху в атмосфері не встигає випаруватися і досягає поверхні Землі. Такий залишок метеорного тіла називають *метеоритом*. Упродовж року на Землю випадає близько 2000 т метеоритної речовини. Найбільший з найдених метеоритів — це метеорит «Гоба» (Намібія), маса якого перевищує 60 т. У багатьох музеях світу сьогодні зберігається не менше 500 т метеоритної речовини (метеорити у багатьох країнах є власністю держави). Розрахунки показують, що у вигляді метеоритів та метеорного пилу за добу на Землю випадає більше 100 т речовини (з них власне метеоритів близько 5–6 т), що за 4,5 млрд років дає шар товщиною близько 10–20 см.

Залежно від хімічного складу метеорити поділяють на *кам'яні хондрити* (відносна кількість 85,7%), *кам'яні ахондрити* (7,1%), *залізні* (5,7%) і *залізокам'яні метеорити* (1,5%). Давньогрецьке слово «хондорос» озна-

час «пшеничне зерно». *Хондрами* називають дрібні кулясті частинки (розміром від кількох мікронів до сантиметра), сірого кольору, часто з коричневим відтінком, густо вкраплені у кам'яну масу. Іноді хондри займають до 50% об'єму метеорита. Кам'яні метеорити, в яких хондр немає, називають *ахондритами*.

Аналіз показав, що в хондрах є практично всі хімічні елементи, причому (за невеликими винятками) у тому ж співвідношенні, що й в атмосфері Сонця. Ця узгодженість погіршується, якщо порівнювати хондри з земними породами.

Речовина, що оточує хондри, як і земні породи, складається з силікатних мінералів, а залізні метеорити — майже цілковито з нікелістого заліза. Виявлено, що коли відполіровану поверхню залізного метеорита протравити кислотою, на ній проявляється *відманштеттеновий візерунок* — система поздовжніх і поперечних смуг. Такий характерний візерунок названо на честь керівника австрійського фарфорового заводу К. А. фон Відманштеттена, який у 1808 р. запропонував простий і надійний метод для встановлення метеоритної природи досліджуваного зразка (рис. 13.6). Ці смуги є тонкими пластинами *камаситу* — сполуки $\text{Fe}_{93}\text{Ni}_7$, в якому міститься 6–7% Ніколу. Простір між пластинами камаситу заповнений сплавом *тени-ту* $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$, який містить Нікол у кількості від 30 до 50%. У цьому полягає одна з великих таємниць Природи, оскільки ці мінерали могли б утворитися тільки внаслідок плавлення первинної речовини, з якої складалося досить масивне тіло, щоб у ньому під дією сили тяжіння метали могли відділитися від легшої силікатної магми.

Усі спроби створити відманштеттенові фігури в лабораторних умовах закінчувалися невдачею. З теорії випливає, що первісна речовина мала б бути нагрітою до 2300 К, надалі мало б відбуватися повільне охолодження, причому надто повільно: на 1–10 К за мільйон років. Для цього, як виявляється, розігріта речовина має бути оточена товстим кам'яним шаром, що зіграв би роль теплоізолятора. Хондрити у початковій стадії також мусяли бути нагріті до температури 1300 К, а швидкість їх охолодження була такою ж малою, як і для речовини залізних метеоритів. Наявна їхня структура могла утворитися, якщо речовина хондритів перебувала на глибинах 30–50 км від поверхні космічного тіла.

Як виявлено радіоактивним методом датування, вік метеоритів досягає 4,5 млрд років, що цілком узгоджується з даними про вік Землі. Ця дата і є нижньою межею віку Сонячної системи в цілому.

Метеорити мають різноманітну історію. Частина з них походить від метеороїдів, утворених у результаті поступового руйнування кометних ядер, або в результаті зіткнення і наступного дроблення речовини астероїдів. Деякі метеороїди можуть бути уламками гірських порід, викинутими у міжпланетний простір з поверхні Місяця або Марса внаслідок метеоритного бомбардування останніх. Не виключено, що деякі з таких метеороїдів інколи зазнають зіткнень із Землею.

І коли «батьківським» тілом метеорита мав би бути астероїд, то виникає питання: як була розігріта ця первісна речовина до таких високих температур? Джерелом тепла тут не могли бути радіоактивні ізотопи Урану чи Торію, бо їх мало б бути в чотири рази більше від наявного. Тому вважають, що джерелом тепла в метеоритній речовині були радіоактивні ізотопи, яких сьогодні в Сонячній системі вже немає. Найімовірніше, це був ізотоп ^{26}Al , період піврозпаду якого дорівнює 720 000 років. Однак виникає нове питання: які процеси призвели до утворення значної кількості цього ізотопу? Не виключено, що він був синтезований у спалаху наднової (див. розділ 19), який відбувся поблизу від Сонячної системи якраз перед початком її формування.

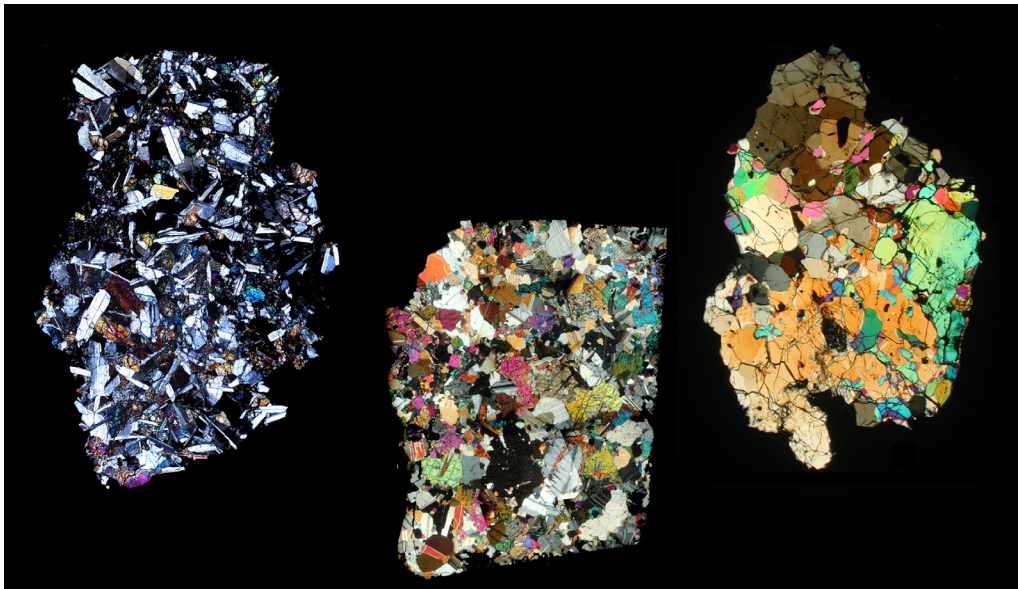


Рис. 13.6. Відманштетенівий візерунок на зрізі метеорита

Існують надзвичайно рідкісні метеорити, які відносять до класу *вугільчастих хондритів*. Основна їхня особливість полягає в тому, що на відміну від розглянутих вище типів метеоритів, їх структура не виявляє ознак сильного розігріву у далекому минулому. Вугільчасті хондрити містять у собі сполуки Карбону і до 20% зв'язаної води. Серед карбонових сполук є навіть органічні молекули. Серед них: насичені вуглеводні, карбонові кислоти, нітрогенові сполуки, поліциклічні ароматичні вуглеводні. Імовірно, що до складу метеоритів цього класу входить найдревніша матерія, з якої розпочалося формування Сонячної системи.

І дотепер залишаються загадкою для науки знайдені в деяких метеоритах так звані «організовані форми». Їх розміри є у межах від 5 до 100 мкм, і віддалено вони нагадують скам'янілі одноклітинні водорості земного походження, але водночас їх неможливо від-

нести до будь-якої групи рослинного світу нашої планети. Ступінь організації цієї матерії настільки високий, що її можна було б асоціювати з життям. Деякі вчені вважають, що тут ми маємо справу з мінералізованими залишками позаземних мікроскопічних істот.

Якщо в атмосферу Землі влітає метеорне тіло, маса якого перевищує 10^5 т, то воно досягає поверхні Землі, заглиблюється в ґрунт на 4–5 своїх діаметрів, і вся його величезна кінетична енергія перетворюється в тепло. Виникає потужний вибух, за якого метеорне тіло переважно випаровується. На місці вибуху утворюється *кратер* або *астроBLEMA* (у перекладі з грецької — «космічна рана»).

Одним з найефектніших є метеоритний кратер у штаті Арізона (США). Його діаметр сягає 1200 м, глибина — 175 м, вал кратера піднятий над навколишньою пустелею на висоту близько 37 м (рис. 13.7). Утворення кратера з такими розмірами могло статися в результаті зіткнення з Землею залізного метеороїда діаметром 50 м, який рухався відносно нашої планети зі швидкістю 11 км/с. Вік кратера близько 50 000 років. Оскільки подія, яка призвела до утворення цього кратера, сталася відносно недавно, кратер добре зберігся — вітер і вода ще не встигли зруйнувати його обриси.



Рис. 13.7. Арізонський метеоритний кратер

Для виявлення більш давніх кратерів застосовують спеціальні методи. Так, останнім часом методом гравіметричної розвідки та аерофотозйомки на поверхні Землі виявлено близько 180 великих астроBLEM, з них понад 10 у Канаді. Наприклад, давніми метеоритними кратерами є Східне та Західне озера Чистої Води з діаметром відповідно близько 26 км і 36 км, а також озеро Манікуаган діаметром 50 км. Давнім метеоритним кратером

є, мабуть, Пучеж-Катунська западина біля Нижнього Новгорода. Найбільшим кратером на Землі поки залишається кратер Вредефорт (ПАР) віком близько 2 млрд років. Його діаметр — 300 км.

Зазначимо, що і на території України є астроблема досить великих розмірів. Це — Іллінецький кратер, який розташований поблизу міста Іллінці Вінницької області. Утворення має діаметр 7 км, а його вік оцінюється у 400 млн років. Згідно з розрахунками кратер таких розмірів виник внаслідок зіткнення Землі з астероїдом, поперечник якого становив більше двохсот метрів.

Один з найбільш відомих метеоритів, знайдених на території України — метеорит «Кримка». Цей кам'яний метеорит впав на поверхню Землі 21 січня 1946 р. у Первомайському районі Миколаївської області поблизу села Кримка. Загальна маса уламків, знайдених на площі 54 кв. км, становить близько 40 кг. Слід зазначити, що речовина метеорита «Кримка» має унікальну за своїми властивостями структуру.

Хоча за відносною кількістю падінь на Землю домінують кам'яні метеорити, знайти їх досить важко. Здебільшого світові колекції метеоритів укомплектовані залізними «прибульцями» з космосу.

13.5. Астероїдна загроза

Вивчення закономірностей руху кометних ядер і астероїдів, а також їх фізичних властивостей сьогодні набуває особливого значення. Нині з'явився такий вираз, як *астероїдна загроза* для Землі. Ця загроза полягає у відмінній від нуля імовірності зіткнення Землі з достатньо великим космічним тілом, що може привести до катастрофічних наслідків. Дослідження останніх десятиліть показують, що така загроза є реальною. Наприклад, у 1931 р. астероїд Ерос пройшов на відстані 23 млн км від Землі (у міжпланетному масштабі ця відстань є порівняно малою). У 1937 р. інший астероїд — Гермес наблизився до нашої планети на відстань лише 900 000 км. В середині червня 1968 р. астероїд Ікар пройшов на відстані близько 6 млн км від Землі. Невеликий космічний уламок навіть зачепив земну атмосферу у 1972 р. У 1994 р. метеороїд ХМ1, діаметр якого близько 10 м, пройшов на відстані 105 000 км від Землі, а у 2002 р. інший космічний уламок наблизився на відстань 375 000 км. Наприкінці січня 2008 року досить великий астероїд 2008 TS (250 м у поперечнику) наблизився до Землі на відстань трохи більше ніж півмільйона кілометрів. Невеличкі метеороїди розміром декілька метрів проходили на досить малій відстані від Землі (від 6 до 14 тисяч кілометрів) у 2004, 2008 і 2009 роках. Сьогодні відомо близько 1700 астероїдів, які періодично зближуються з Землею.

Розрахунки показують, що приблизно раз у 500 тисяч років Земля зазнає зіткнення з досить великим астероїдом. Можна тільки уявити собі,

скільки за історію Землі відбулось таких катастрофічних зіткнень, і які наслідки для нашої планети вони мали.

Порівняно недавня подія, що сталася 30 червня 1908 р. в сибірській тайзі у басейні ріки Підкам'яна Тунгуска, і відома як «*Тунгуський метеорит*», сьогодні вважається результатом зіткнення Землі з астероїдом або ядром невеликої комети. Друга гіпотеза була висловлена ще у 1930 р. Ф. Уїпплом (США). Вибух був такої сили, що багатометрові дерева були повалені в радіусі десятків кілометрів, причому на площі близько 250 кв. км ліс був обпалений, а в радіусі 30 км навколо епіцентру відбулося перемагнічення ґрунтів. За оцінками, енергія вибуху досягала $(4-8) \cdot 10^{16}$ Дж, а це еквівалентне вибуху досить потужної атомної бомби (тротиловий еквівалент 10–20 Мт). Внаслідок вибуху мільйони тонн пилу здійнялися в атмосферу і вітрами цей пил був перенесений на тисячі кілометрів від епіцентру. На місці катастрофи не було виявлено жодних слідів залишку космічного тіла. Якщо це було кометне ядро, то імовірно усього, воно зруйнувалося в атмосфері не досягнувши поверхні Землі, оскільки кометні ядра складаються переважно з льоду.

Сьогодні вважають, що 65 млн років тому Земля зазнала зіткнення з астероїдом, діаметр якого був не менше 10 км (астроблему виявлено на півострові Юкатан, Мексика). Про це свідчить надмірний вміст важкого металу Іридію у ґрунтах, які відносяться до тієї епохи (відомо, що Іридій в значній кількості виявляється у метеоритній речовині). Внаслідок зіткнення, наступного викиду в земну атмосферу пилу і сильного погіршення її прозорості, упродовж багатьох років лише невелика частка сонячного випромінювання досягала поверхні Землі. Це, безумовно, мало трагічний вплив на флору, а згодом і на фауну нашої планети. Вважається, що ця космічна подія стала фатальною, наприклад, для динозаврів.

Нещодавнє попередження про реальне існування астероїдної загрози для землян — це «челябінський болід». Досить великий метеороїд розміром приблизно 20 метрів і масою більше десяти тисяч тонн увійшов в атмосферу Землі на швидкості 15–20 км/с вранці 15 лютого 2013 року. Траєкторія його руху проходила над територією Казахстану і деяких регіонів Росії. Над територією Челябінської області явище супроводжувалося серією вибухів і розповсюдженням ударних хвиль, внаслідок чого постраждали більше ніж півтори тисячі людей, а також був причинений значний матеріальний збиток. Потужність вибуху «челябінського боліду» оцінюється у кілька сотень тисяч тонн у тротиловому еквіваленті. В результаті вибуху метеороїд зруйнувався в атмосфері на висоті 30–50 км. Серед знайдених уламків, які випали на поверхню Землі, найбільший має масу 570 кг. Цей уламок упав у озеро Чебаркуль в Челябінській області.

Однак, цілком імовірно, що бомбардування земної поверхні космічними тілами свого часу відіграло і позитивну роль у виникненні живих форм. Згідно з однією з гіпотез, кометні ядра стали джерелом води на нашій планеті, а високомолекулярні сполуки, такі як, наприклад, амінокислоти, були занесені на Землю метеоритами. Вони могли стати основою для зародження і подальшої еволюції живої матерії.

13.6. Зодіакальне світло і протисяйво

Весною темного безмісячного вечора в західній частині неба можна помітити слабке світіння, яке у вигляді конуса з основою біля горизонту і віссю, що лежить на екліптиці, підіймається над горизонтом. У передранкові часи його видно восени над східним горизонтом. Це *зодіакальне світло*, яке виникає завдяки розсіюванню сонячного світла на пилових частинках міжпланетного середовища, сконцентрованих поблизу площини екліптики. У тропічному поясі Землі яскравість зодіакального світла біля горизонту зрівнюється з яскравістю Молочного Шляху. З тієї самої причини виникає і *протисяйво* у протилежній від Сонця точці неба. Діаметр плями протисяйва близько 10° , точніше — це пляма овальної форми з кутовими розмірами $10\text{--}13^\circ$ уздовж екліптики і $6\text{--}8^\circ$ упоперек неї. Іноді пляма буває розтягнута по довготі до $30\text{--}40^\circ$.

Спектр як зодіакального світла, так і протисяйва цілком подібний до сонячного. Так і має бути, адже і те, і друге є наслідком розсіювання сонячного світла. Вивчення цих явищ потрібне для з'ясування балансу пилової складової у міжпланетному середовищі. Значна частина пилу осідає на поверхню Землі. Переважно це наслідок влітання в атмосферу мікрометеорних частинок. Як вважають, тривалість осідання пилинок від верхніх шарів атмосфери до поверхні Землі досягає 30 діб. Не виключено, що вони є ядрами конденсації вологи, і якщо Місяць у своєму русі перехоплює частину цього пилу, то звідси могли б бути правильними здогади про певну залежність кількості опадів від фази Місяця.

Тверді частинки входять до складу зовнішньої корони Сонця. Падінню пилинок з міжпланетного середовища на Сонце сприяє *ефект Пойнтінга–Робертсона*. Якщо частинка (пилинка) кружляє навколо Сонця по кеплерівській орбіті, то завдяки аберації світла на її лобову поверхню падає більше сонячних квантів, ніж на протилежну. Так виникає сила опору, пилинка гальмується і по спіральній траєкторії падає на Сонце. За обчисленнями, залізна пилинка з радіусом 10 мкм, яка спочатку перебувала поблизу земної орбіти, впаде на Сонце через 50 000 років, звичайна ж піщинка — у десять разів швидше. Найдрібніші пилинки, навпаки, вимітаються з околиць Сонця світловим тиском, оскільки у цьому випадку тиск з боку сонячного випромінювання на пилинку має більший вплив на її динаміку, ніж ефект гальмування.

Як свідчать і зодіакальне світло, і протисяйво, пилинок в околі Сонця на відстані орбіти Землі є багато (густина цієї пилової хмари $10^{-19}\text{--}10^{-20}$ кг/м³): їхня кількість безперервно поповнюється в результаті розпаду ядер комет.

Частина VI

**ФІЗИКА ЗІР, СУБЗІР ТА
ЇХ СИСТЕМ.
ФІЗИКА ТУМАННОСТЕЙ**

Уявлення, за якими зорі — це далекі сонця, зародилося вже в Давній Греції. Однак, як здавалося, природа і цих далеких світил, і близького Сонця залишиться назавжди нез'ясованою. Так і повчав своїх учнів філософ Сократ: «Усе це назавжди залишиться таємницею для смертного, і, звичайно, самим богам сумно бачити намагання людини розгадати те, що вони назавжди приховали від неї...». А тому «усе, що вище від нас, те нас не стосується».

Через дві тисячі років те саме твердив французький філософ Огюст Конт: «Ми нічого не можемо дізнатися про зорі, крім того, що вони існують. Навіть їхня температура назавжди залишиться невизначеною...». Тому заняття астрономією — це «марна трата часу, яка не може дати ні корисних, ні цікавих результатів...».

Якраз за останні сто років, у супереч песимістичним прогнозам Конта, вдалося з'ясувати основні проблеми, що стосуються природи зір і фізики процесів, які відбуваються в їхніх надрах та на поверхні. Балансуючи на межі можливого, астрономи крок за кроком освоюють царину, яка за Сократом мала бути назавжди «таємницею для смертного». Хоча не виключено, що завдяки введенню в дію нових наземних і орбітальних телескопів ці сторінки астрономії невдовзі доведеться істотно дописувати. Такою є логіка розвитку науки.

Розділ 14

СПОСТЕРЕЖУВАНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗІР

14.1. Відстані до зір

Кожну зорю можна схарактеризувати кількома параметрами. Це її маса M , світність L , радіус R , ефективна температура $T_{\text{еф}}$, хімічний склад зоряної речовини. Однак мало що можна сказати про перші три характеристики, якщо невідома відстань до зорі r .

В основі прямого методу визначення відстаней до зір лежить явище паралактичного зміщення (див. підрозділи 4.7 і 4.8). Унаслідок обертання Землі навколо Сонця близька зоря зміщується на загальному фоні далеких зір (рис. 4.13а). *Річним паралаксом* називають найбільший кут π , під яким із зорі було б видно радіус земної орбіти $a = 1$ а. о. (через величезну віддаленість зір і майже колову орбіту Землі поняття великої півосі і радіуса орбіти стають ідентичними).

Оскільки через малість паралаксів небесних об'єктів вони завжди вимірюються в секундах дуги, а 1 радіан становить $206\,265''$, то для відстані в астрономічних одиницях матимемо ($a = 1$ а. о.):

$$r = 206265 \frac{a}{\pi} = \frac{206265}{\pi} \text{ (а. о.)}. \quad (14.1)$$

Як виявилось, для усіх зір (крім Сонця) $\pi < 1''$, і для вимірювання відстаней до них астрономічна одиниця занадто мала. Тому використовують одиницю вимірювання, яку називають *парсеком* (пк), від слів «паралакс» і «секунда», оскільки з відстані в 1 пак радіус земної орбіти видно під кутом $1''$. Тоді з (14.1) випливає, що $1 \text{ пак} = 206\,265 \text{ а. о.} = 3,086 \cdot 10^{16} \text{ м} = 3,26 \text{ св. р.}$ (1 св. р. — відстань, яку проходить світло за один рік).

Для відстані, яку вимірюють в парсеках:

$$r = \frac{1}{\pi}. \quad (14.2)$$

Відстані до далеких зір, як правило, вимірюють в кілопарсеках: 1 кпк = 10^3 пк, відстані до галактик — у мегапарсеках: 1 Мпк = 10^6 пк.

До останнього часу вдавалося вимірювати паралакси до величини $\pi = 0,005'' \pm 0,005''$, тобто з похибкою $0,005''$. Інакше кажучи, якщо річний паралакс конкретної зорі $\pi = 0,010'' \pm 0,005''$, то можна стверджувати, що справжня відстань до неї лежить десь у межах від 67 пк до 200 пк. Для найближчої зорі Проксими Кентавра (із потрійної системи α Кентавра) $\pi = 0,7687'' \pm 0,0003''$ і $r = 1,301$ пк = 4,243 св. р.

Точність вимірювання відстаней вдалося істотно підвищити наприкінці ХХ століття завдяки функціонуванню космічної обсерваторії *Гіппаркос* (*Hipparcos*), яка дала змогу визначити паралакси для 118 000 зір. Відсутність впливу на якість зображень з боку земної атмосфери дала змогу досягнути похибки $0,0005''$ – $0,0020''$.

Отже, сьогодні *методом річних паралаксів* з певністю можна визначати відстані до зір з $r < 1000$ пк. Тим часом у Галактиці налічується більше 200 млрд зір, поперечник її диска перевищує 100 000 св. років, тобто близько 31 000 пк. Зіставлення наведених тут чисел показує, наскільки малим є об'єм, досяжний сьогодні для безпосередніх вимірів відстаней астрометричним методом.

14.2. Абсолютна зоряна величина. Світності зір

Визначена зі спостережень видима зоряна величина m зорі нічого не говорить про справжню потужність її випромінювання — *світність зорі*. Світністю зорі L називають повну кількість енергії, що її випромінює зоря з усієї своєї поверхні за одиницю часу.

Оскільки відстані до зір, їх радіуси і температура поверхні різні, то близька зоря з невеликою світністю може виглядати яскравішою, ніж далека зоря з потужним випромінюванням. Однак після того, як знайдено відстані до зір, можна переобчислити і знайти ті зоряні величини, які вони мали б, якби знаходилися на однаковій стандартній відстані. За таку стандартну відстань приймають 10 пк. Тільки після уявного приведення на стандартну відстань, можна проводити порівняння потужностей випромінювання різних зір.

Зоряну величину M , яку мала б зоря, якби вона перебувала на відстані 10 пк, називають *абсолютною зоряною величиною*. Як і видимі, абсолютні

зоряні величини можуть бути візуальними, у смугах інфрачервоного випромінювання тощо.

Зв'язок абсолютної зоряної величини M з видимою величиною світила m за відомої відстані до нього r випливає з формули Погсона (8.19), а також з умови, що освітленості E та E_0 , створювані світилом відповідно з відстаней r (дійсна відстань) і r_0 (стандартна відстань), обернено пропорційні квадратам цих відстаней. Далі приймемо, що $r_0 = 10$ пк, на цій відстані освітленість E_0 і відповідна зоряна величина світила M . Тоді

$$\frac{E_0}{E} = \frac{r^2}{r_0^2} \quad \text{і} \quad \lg \frac{E_0}{E} = 2(\lg r - 1). \quad (14.3)$$

За формулою Погсона $\lg(E_0/E) = 0,4(m - M)$, що й дає шуканий зв'язок величин M , m та r (у парсеках):

$$M = m + 5 - 5\lg r. \quad (14.4)$$

Різницю видимої та абсолютної зоряних величин $m - M = 5(\lg r - 1)$ називають *модулем відстані*. Формула справедлива для нехтовно малого міжзоряного поглинання світла.

Як було сказано вище, видима зоряна величина світила може бути визначена для конкретного фільтра вибраної фотометричної системи, а з урахуванням болометричної поправки можна одержати видиму болометричну зоряну величину m_{bol} (див. формулу 8.23). В залежності від цього, наприклад з рівняння (14.4), можна визначити відповідну абсолютну зоряну величину: M_V , M_B тощо, а також абсолютну болометричну зоряну величину M_{bol} . Останню якраз і використовують під час обчислень світності зір.

Як приклад, знайдемо абсолютну візуальну зоряну величину Сонця, видима візуальна величина якого $m_{V\odot} = -26,74^m$ і яке перебуває на відстані $r_{\odot} = 1$ а. о. = $1/206265$ пк. Підставляючи ці дані у формулу (14.4), знаходимо $M_{V\odot} = +4,83^m$. Отже, з відстані 10 пк наше Сонце виглядало б досить слабкою зорею приблизно 5-ї зоряної величини. З урахуванням болометричної поправки для Сонця $BC_{V\odot} = -0,08^m$ дістаємо його абсолютну болометричну зоряну величину:

$$M_{\text{bol}\odot} = M_{V\odot} + BC_{V\odot} = 4,74^m. \quad (14.5)$$

Одержимо важливе співвідношення між абсолютною зоряною величиною і світністю зорі. Якщо E — освітленість, що її створює зоря за межею земної атмосфери, а r — відстань до цієї зорі, то її світність буде:

$$L = 4\pi r^2 E. \quad (14.6)$$

Світності зір звичайно вимірюють у світностях Сонця L_{\odot} . Тому записавши таке ж рівняння для Сонця і використовуючи формулу Погсона (8.19), а також формули (14.4 і 14.6), знаходимо:

$$(M_{\text{bol}} - M_{\text{bol}\odot}) = -2,5 \lg(L/L_{\odot}), \quad (14.7)$$

або, умовно прийнявши $L_{\odot} = 1$,

$$\lg L = 0,4 (M_{\text{bol}\odot} - M_{\text{bol}}), \quad (14.8)$$

де M_{bol} — абсолютна болометрична зоряна величина зорі. Отже, якщо з деяких міркувань відома величина M_{bol} для досліджуваної зорі, то з (14.8) можна отримати її світність.

З дотеперішніх оцінок світностей багатьох тисяч зір зроблено висновок, що зорі дуже істотно відрізняються між собою за потужністю власного випромінювання. В одних зір світності у сотні, тисячі і навіть мільйони разів більші, у найслабкіших — у сотні тисяч разів менші від світності Сонця L_{\odot} . Найбільшу світність у Галактиці має зоря HD 93129A, що перебуває в комплексі η Кіля: її болометрична абсолютна зоряна величина $M_{\text{bol}} = -11,5^m$ і, отже, її світність становить майже $L = 3,2 \cdot 10^6 L_{\odot}$.

Світність найближчої до Сонця зорі Проксима Кентавра $L = 0,000055 L_{\odot}$. Загалом з 35 найближчих зір (на відстанях до 4 пк) лише три мають світність більшу, ніж Сонце, ще шість — більшу від $0,1 L_{\odot}$ (але $\leq 1 L_{\odot}$), десять — більшу від $0,01 L_{\odot}$ (але $< 0,1 L_{\odot}$), у шістнадцяти вона менша від $0,01 L_{\odot}$. Отже, у Галактиці зір з малими і надто малими світностями у багато разів більше, ніж зір з потужним випромінюванням, світності яких набагато перевищують сонячну.

Розподіл зір за світностями (або абсолютними зоряними величинами) описує *функція світності* $\varphi(M_V)$. Вона вказує відносну кількість зір в одиниці об'єму (зазвичай, 10^3 пк³), що мають абсолютну зоряну величину в одиничному інтервалі M_V (рис. 14.1).

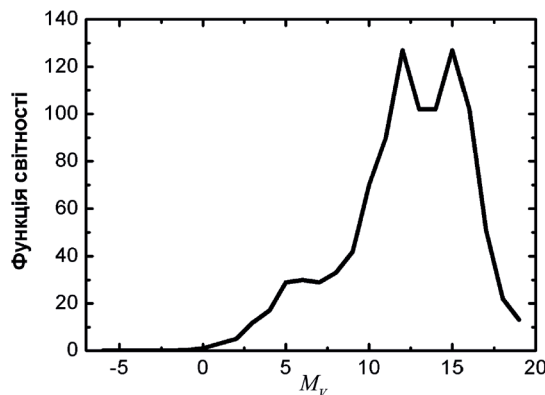


Рис. 14.1. Функція світності зір в околі Сонця

14.3. Температури і радіуси зір

Безпосередньо ефективні температури і розміри зір можна визначити у тих випадках, коли виміряно їхні видимі кутові діаметри. У випадку визначення розмірів зір це здається очевидним. Покажемо, що це справедливо й для ефективних температур.

Нагадаємо, що випромінювання, яке створює неперервний фон спектра зорі, виходить з її шару, який називають фотосферою (як у Сонця — див. підрозділ 11.3). Під температурою зорі розуміють температуру її фотосфери — ефективну температуру $T_{\text{еф}}$. Радіус фотосфери вважають радіусом зорі R . Визначити ефективну температуру зорі можна за допомогою закону Стефана–Больцмана (див. формулу 8.9). Повну кількість енергії, яку зоря випромінює з одиниці своєї поверхні, за одиницю часу $F = \sigma T_{\text{еф}}^4$, множимо на повну площу її поверхні $4\pi R^2$ і отримуємо надзвичайно важливу формулу для світності зорі:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{еф}}^4. \quad (14.9)$$

Тоді для вимірної біля поверхні Землі освітленості E від зорі справедливим співвідношенням є:

$$E = \frac{4\pi R^2 \sigma T_{\text{еф}}^4}{4\pi r^2} = \sigma T_{\text{еф}}^4 \left(\frac{R}{r}\right)^2 = \sigma T_{\text{еф}}^4 \left(\frac{\theta}{2}\right)^2, \quad (14.10)$$

де r — відстань до зорі, а θ — її *кутовий діаметр*. Отже, вимірюючи величини E і θ , можна визначити $T_{\text{еф}}$.

Кутові діаметри вимірюють за допомогою *оптичних зоряних інтерферометрів*. Тут йдеться про справді надзвичайно малі кути. Наприклад, видимий кутовий діаметр зорі α Кита становить усього $0,056''$, а зорі ϵ Оріона — $0,00074''$. Кількість зір, для яких на сьогодні виміряно кутові діаметри, становить близько 500, у тому числі в радіусі 10 пк — 35.

Як виявилось, температура переважної більшості зір перебуває в межах від 2800 К до 35 000 К, хоча відомі об'єкти, для яких вона має значення менше або більше від наведених тут.

Радіуси, визначені прямим методом, тобто через кутовий діаметр і відстань до зорі, перебувають в межах від $0,14R_{\odot}$ (Проксима Кентавра) до $894R_{\odot}$ (R Лева).

Часто радіуси зір знаходять посереднім шляхом, якщо відома болометрична світність зорі L_{bol} та її ефективна температура $T_{\text{еф}}$. Температуру $T_{\text{еф}}$ оцінюють зіставленням спостережуваного розподілу енергії в неперервному спектрі зорі з теоретичними розподілами, знайденими за формулою

Планка (8.2), як це проілюстровано вище для Сонця (див. рис. 8.2). Тоді з (14.9) дістаємо

$$R = \sqrt{\frac{L_{\text{bol}}}{4\pi\sigma T_{\text{ef}}^4}}. \quad (14.11)$$

Зазначимо, що світність будь-якої зорі зручно порівнювати зі світністю Сонця, для якого температура $T_{\text{ef}\odot}$ та радіус R_{\odot} добре відомі:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{T_{\text{ef}}}{T_{\text{ef}\odot}}\right)^4. \quad (14.12)$$

Як виявилось, серед зоряного населення є зорі гіганти і надгіганти, радіуси яких у сотні і тисячі разів більші від радіуса Сонця R_{\odot} . І навпаки, існують стаціонарні зорі, в яких радіуси у десятки і сотні разів менші від R_{\odot} .

14.4. Маса зір

Маса — одна з найважливіших характеристик кожної зорі, від якої залежать усі інші її параметри: світність L , радіус R , ефективна температура T_{ef} , а також особливості їхніх змін з часом і, взагалі, тривалість життя зорі.

Визначення зоряних мас є складною задачею. Досить надійно обчислити масу зорі можна лише у випадку, якщо ця зоря є компонентом подвійної системи (про це детально викладено у підрозділі 17.5). Однак визначення маси стає неможливим, якщо відстань r до системи невідома. Справді, суму мас обох компонентів $M_1 + M_2$ знаходять з узагальненого третього закону Кеплера (6.10). Орбітальний період T визначають безпосередньо зі спостережень. Значення ж великої півосі обчислюють за відомою також зі спостережень кутовою відстанню між компонентами і лінійною відстанню до системи.

Надійно визначених мас (тобто визначених за допомогою прямих методів) на сьогодні відомо всього для дещо більше 200 зір. Серед них мінімальне значення становить $0,1M_{\odot}$ (у менш масивного компонента системи V 577 Єдиногого — компонента В) і максимальне — $19,7M_{\odot}$ (у масивнішого компонента системи VV Цефея (точніше Кефея) — також компонента В). Взагалі можна стверджувати, що масивніші зорі трапляються рідше за менш масивних. Доведено, як за результатами теоретичних досліджень внутрішньої будови зір, аналізу процесів, які супроводжують їх еволюцію, так і за спостережними даними зір в околі Сонця та молодих зоряних скупчень, що маси зір із сонячним елементним складом належать до інтервалу

$0,08\text{--}150M_{\odot}$. Можуть траплятися і масивніші зорі, якщо вміст важких хімічних елементів істотно менший за сонячний, але не більше $500\text{--}600M_{\odot}$ — межа для наймасивніших зір чисто гідрогено-гелієвого складу.

14.5. Спектри зір. Спектральна класифікація

З 1885 р. розпочато систематичні фотографічні дослідження спектрів зір неба, підсумком чого є великий каталог Генрі Дрепера — скорочена назва «HD», опублікований у дев'яти томах у 1918–1924 рр., в якому подано класифікацію спектрів 225 330 зір, а також їх координати та зоряні величини. Є також доповнення до основного каталогу «HD», яке містить у собі інформацію про 134 000 зір.

Як виявилось, серед сотень тисяч зір важко знайти хоча б дві, спектри яких були б ідентичними. І все ж, якщо знехтувати дрібнішими відмінностями, ці спектри можна поділити на кілька *спектральних класів*. Загальноновживаною є *Гарвардська класифікація* (створена у Гарвардському університеті, США), спектральні класи в якій позначено літерами в такому порядку:

O – B – A – F – G – K – M

Для більш точної спектральної класифікації зір вживають числові індекси. Кожен спектральний клас поділяється на 10 підкласів (від 0 до 9: наприклад, A0, A1, A2, A3, ..., A9, F0, ...), що дає змогу точніше встановити відповідність між температурою зорі та її спектральним класом. Наприклад, зоря з температурою поверхневого шару (фотосфери) близько 30 000 К матиме спектральний клас B0, а зорі з $T_{\text{ef}} = 13\ 000\ \text{K}$ відповідає спектральний клас B7.

Підкласи починаються з O2. Згодом у спектральних класах довелося ввести дрібніші підрозділи, наприклад: O5,5; O9,5; B3,5; A7,5 тощо. Умовно прийнято кожний наступний клас іменувати пізнішим від попереднього. Загалом же класи O, B, A і F називають ранніми, класи G, K, M — пізніми.

Для запам'ятовування послідовності спектральних класів придумано кілька жартівливих фраз, як ось англійською мовою: *Oh, Be A Fine Girl, Kiss Me*.

Основним критерієм спектральної класифікації є інтенсивність атомних спектральних ліній і молекулярних смуг (рис. 14.2). Наприклад, у спектрах зір класу O (тут і далі будемо говорити тільки про видиму частину спектра: довжина хвилі від 390 нм до 760 нм) присутні лінії іонізованого Гелію HeII, двократно іонізованих атомів Карбону, Нітрогену, Оксигену (CIII, NIII, OIII), трикратно іонізованого Силіцію (SiIV). Ефективна температура для цього спектрального класу перевищує 30 000 К. Велика

інтенсивність випромінювання цих зір в ультрафіолетовій частині спектра зумовлює їх голубуватий колір. До цього класу належать, наприклад, ζ Корми (Наос), δ Оріона (Мінтака).

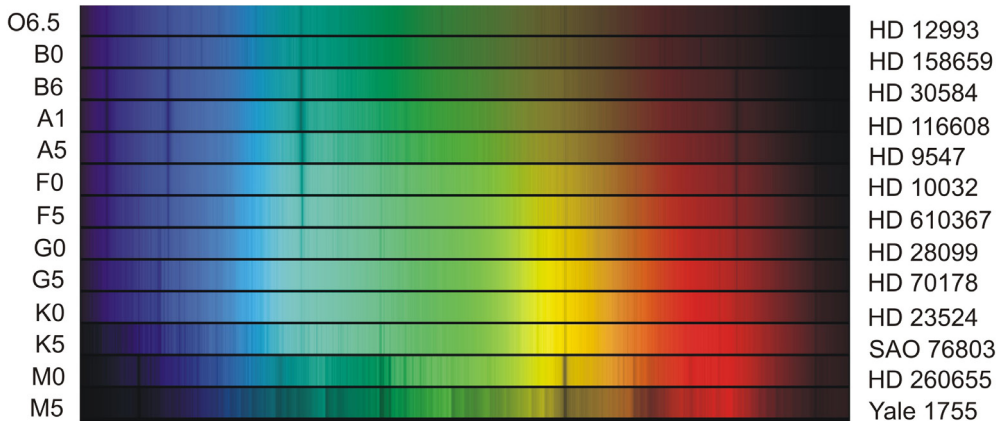


Рис. 14.2. Спектри зір різних спектральних класів; зліва вказаний спектральний клас, справа — номер зорі за каталогами Генрі Дрепера (HD), Смітсоніанівської (SAO) та Йельської (Yale) обсерваторій

У спектрах зір класу В (*голубувато-білі*) інтенсивні лінії нейтрального Гелію, а також Карбону, Нітрогену, Оксигену і Силіцію, але в нижчих стадіях іонізації (CII, NII, OII, SiIII). Добре помітні лінії Гідрогену спектральної серії Бальмера, інтенсивність яких посилюється у разі переходу від підкласу B1 до B9. Ефективна температура перебуває в інтервалі від 10 000 К до 30 000 К. Типові представники цього класу — α Діви (Спіка), β Оріона (Рігель).

Клас А — *білі зорі*. У їхніх спектрах лінії Гідрогену серії Бальмера досягають найбільшої інтенсивності, тоді як лінії Гелію значно послаблюються. Добре видно лінії іонізованого Магнію, Силіцію, Кальцію та слабкі лінії атомів і іонів деяких металів. Значення ефективної температури в інтервалі 7300–10 000 К. Типові зорі цього класу — α Великого Пса (Сіріус) і α Ліри (Вега).

Клас F — *жовтувато-білі зорі*. Лінії Гідрогену серії Бальмера дещо слабкіші за ті, які спостерігаються в спектрах зір класу А. У спектрі є також численні лінії Кальцію, Титану, Ніколу, Феруму, Барію та багатьох інших елементів. Ефективна температура — у межах 5600–7700 К. Типові представники — α Малого Пса (Проціон), α Кіля (Канопус).

Клас G — *жовті зорі*, серед них і Сонце, яке належить до підкласу G2. Найбільш інтенсивними в їхніх спектрах є вже не гідрогенові лінії, а численні лінії, як правило, нейтральних атомів: Титану, Феруму, Ніколу тощо. Лінії іонізованого Кальцію надто інтенсивні. Ефективна температура тут

4500–6000К. Типовим представником (крім Сонця) є зоря α Візничого (Капелла).

Клас К — *оранжеві зорі*. У їхніх спектрах багато ліній нейтральних атомів металів. Виділяється так звана смуга «G» (λ від 430,5 нм до 431,5 нм), що утворюється в результаті злиття кількох ліній нейтрального Феруму та іонізованого Титану. Починаючи з підкласу K5, у спектрах з'являються смуги поглинання молекул TiO. Значення ефективної температури є у межах 3700–5300К. Представники — α Волопаса (Арктур) і α Тельця (Альдебаран).

Клас M — *червоні зорі*. Лінії металів послаблюються. У спектрах наявні широкі молекулярні смуги, серед яких особливо виділяються смуги поглинання молекул TiO. Ефективна температура нижча за 3700 К. Типові зорі — α Оріона (Бетельгейзе) та α Скорпіона (Антарес).

Для розширення можливостей класифікації введено додатково ще два спектральних класи. Так, зорі спектрального класу S мають такі ж спектри, що й K і M зорі, однак у них є багато сильних смуг поглинання молекул Карбону C_2 та ціану CN. Тому ці зорі отримали назву *карбонівих*. Спектри зір класу S характеризуються наявністю смуг окислів рідких земель, головним чином Цирконію ZrO, Ітрію YO та Лантану LaO. За іншими ознаками спектри цих зір подібні до спектрів зір класів K–M.

У ряді випадків застосовують спеціальні позначення особливостей спектра зорі. Наприклад, літера *e* свідчить про наявність у спектрі емісійних ліній, *k* — ліній, пов'язаних з поглинанням світла зорі газом міжзоряного середовища, *p* — пекулярний (незвичайний) спектр, *m* — інтенсивні лінії металів, *n* — лінії розмиті і широкі, *s* — вузькі і різкі, *v* — мають змінну з часом інтенсивність. Спектри зір білих карликів позначають літерою D з уточненням: DA — якщо у спектрі є лінії бальмерівської серії Гідрогену, а ліній Гелію немає, DB — видно широкі лінії нейтрального Гелію, DC — ліній бальмерівської серії не видно, DO — широкі лінії іонізованого Гелію. Окремо виділяють спектри гарячих зір типу *Вольфа–Райє* (їх у Гарвардській класифікації розміщують зліва від O-зір, оскільки їх $T_{\text{еф}} \approx 100\,000$ К): якщо в спектрі переважають лінії Нітрогену, то його позначають WN, якщо лінії Карбону, то — WC.

Як бачимо, спектральна послідовність є фактично температурною послідовністю: під час переходу від ранніх спектральних класів до пізніх температура зменшується. Зіставлення температурних інтервалів, типових для кожного спектрального класу, показує, що для сусідніх класів вони дещо перекриваються. Це свідчить про те, що вигляд спектра зорі крім температури залежить ще від одного параметра — *класу її світності*. З цим параметром ми познайомимося в наступному підрозділі.

14.6. Діаграма «спектральний клас – світність». Класи світності

До початку ХХ ст. було визначено відстані приблизно до 300 зір і тим самим обчислено їхні світності. Стало можливим проведення статистичного аналізу цих результатів, що й здійснили у 1905–1913 рр. Ейнар Герцшпрунг (Данія) і Генрі Расселл (США). Вони зіставили світності зір з їхніми спектральними класами на діаграмі, яку згодом названо *діаграмою Герцшпрунга–Расселла*. На цій діаграмі по осі абсцис відкладено спектральні класи зір (іноді ефективні температури або відповідні їм показники кольору $B - V$), по осі ординат — світності зір L або абсолютні зоряні величини M . Тому таку діаграму ще називають *діаграмою «спектральний клас–світність»* (а також ще «*колір–абсолютна зоряна величина*», якщо на ній відкладено положення зір для конкретного зоряного скупчення, відстані до яких практично однакові і тому $m - M = \text{const}$).

Якби між світностями зір та їхніми спектральними класами не було ніякої залежності, то зорі заповнювали б поле діаграми рівномірно. Насправді ж вони утворюють на ній кілька угруповань — *последовностей*.

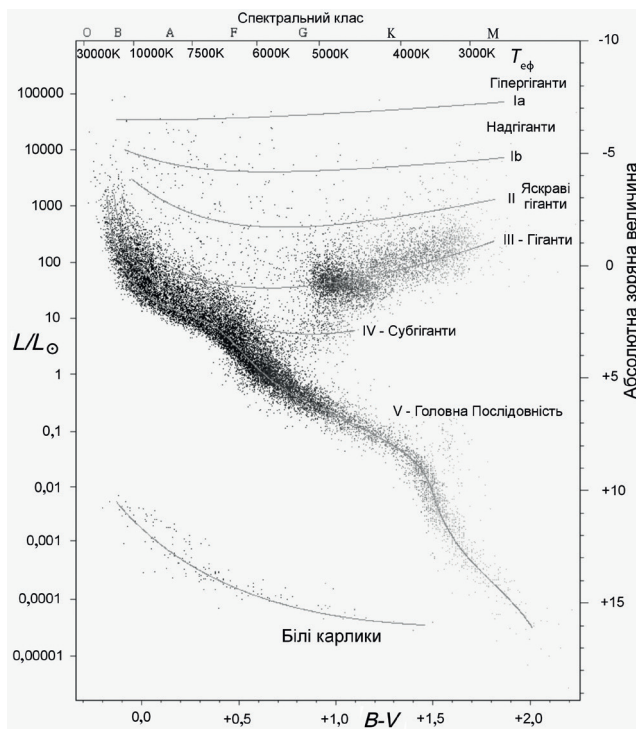


Рис. 14.3. Діаграма «спектральний клас–світність»

Як приклад розглянемо діаграму «спектральний клас–світність», зображену на рис. 14.3. Близько 85% зір зосереджено уздовж вузької смуги, яка

перетинає поле діаграми від лівого верхнього кута до правого нижнього. Цю смугу називають *головною послідовністю* (ГП). Всі зорі, які мають температури і світності, що відповідають положенню на головній послідовності, називають *нормальними карликами* класу світності V (клас світності вказують після спектрального класу зорі). Наприклад, наше Сонце — зоря класу G2V.

Серед нормальних карликів є як надто гарячі зорі (наприклад, спектрального класу O, B), так і досить холодні (класи K, M). Зорі головної послідовності більш гарячі, ніж Сонце, мають радіуси, які перевищують радіус Сонця. Радіуси зір головної послідовності, холодніших за Сонце, менші за сонячний.

Вище головної послідовності розташована *гілка гігантів* (клас світності III). Між нею та головною послідовністю розташовані *зорі-субгіанти* (клас світності IV). Дещо більшу, ніж у гігантів, світність мають *яскраві гіанти* (клас світності II). І, нарешті, зорі найбільшої світності — *надгіанти* розташовані у верхній частині діаграми. Надгіанти мають клас світності I. Менш яскраві з них позначаються Ib, більш яскраві — Ia, а надгіанти з найпотужнішим випромінюванням (*гіпергіанти*) — Ia-0.

Підрахунок показує, що у тій частині Галактики, де перебуває наше Сонце, на 1000 зір головної послідовності припадає один гігант, а на 1000 гігантів — один надгігант.

Дещо нижче від головної послідовності розташована послідовність *субкарликів*, а істотно нижче від головної послідовності, в зоні низької світності — *білі карлики*. Слід зауважити, що більшість спостережуваних білих карликів мають температури поверхонь вищі за 10 000 K, що зумовлює їхній білий колір (зазначимо, що безпосередньо після утворення білий карлик є істотно гарячішим).

У зв'язку з відкриттям *субзір* (1995 р.) було продовжено гарвардський ряд спектральних класів, шляхом введення нових: L, T і Y. Моделювання внутрішньої структури субзір показало, що їх ефективна температура має бути менше 2600 K. Ця температура відповідає спектральному класу червоних карликів M7,5V. Тому M-карлики поділили на звичайні і пізні (M8V – M9,5V), до яких віднесли субзорі. Спектральний клас субзір не залежить від їх маси, а віддзеркалює їх вік. Ефективні температури субзір відповідають наступним спектральним класам:

$$\begin{aligned} M8 - M9,5: T_{\text{еф}} &= 2500 - 2300 \text{ K}, \\ L: T_{\text{еф}} &= 2300 - 1300 \text{ K}, \\ T: T_{\text{еф}} &= 1300 - 500 \text{ K}, \\ Y: T_{\text{еф}} &< 500 \text{ K}. \end{aligned}$$

Виділеним спектральним класам відповідають такі лінії поглинання в спектрах субзір:

M-карлики: TiO, VO;

L-карлики: H₂O, CO, TiO, VO, FeH, CrH, MgH, CaH, Li, Na, K, Rb, Cs, Fr,

I;

T-карлики: CH₄, NH₃, Na, K;

Y-карлики: H₂O, CH₄, NH₃.

Положення зір різних класів світності на діаграмі «спектральний клас – світність» схематично зображене на рис. 14.3, а відповідні значення радіусів — на рис. 14.4.

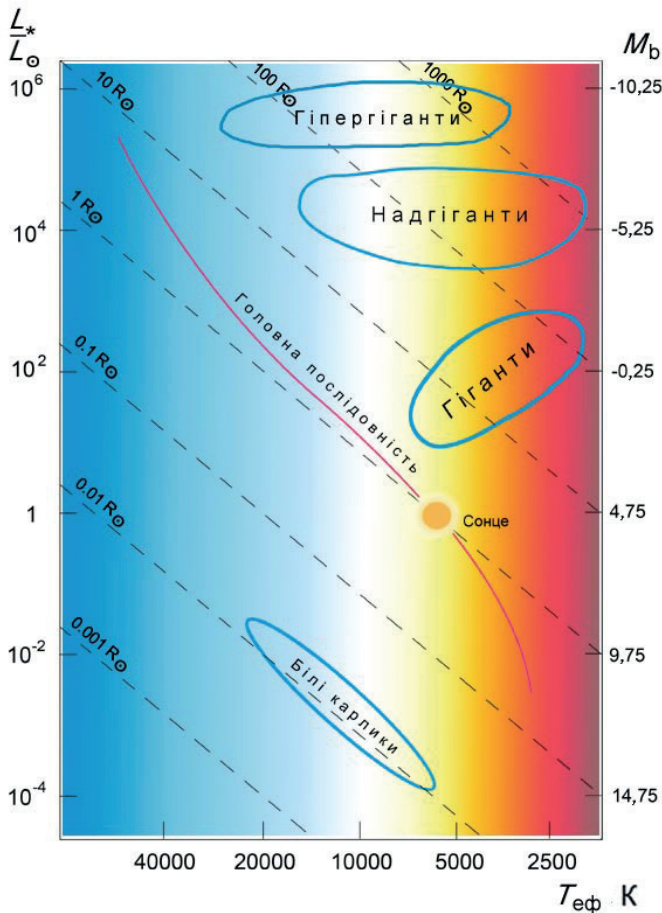


Рис. 14.4. Типові значення радіусів зір різних спектральних класів і класів світності

Для зір головної послідовності існує можливість визначити певні співвідношення між їхніми масою і світністю, радіусом та ефективною температурою. Виражені у відповідних одиницях Сонця, вони мають вигляд:

$$L/L_{\odot} = \begin{cases} 81(M/M_{\odot})^{2,14}, & M \geq 20 M_{\odot}, \\ 1,78(M/M_{\odot})^{3,5}, & 2 M_{\odot} \leq M \leq 20 M_{\odot}, \\ 0,75(M/M_{\odot})^{4,8}, & M \leq 2 M_{\odot}. \end{cases} \quad (14.13)$$

$$R/R_{\odot} = \begin{cases} (M/M_{\odot})^{0,8}, & M \leq 10 M_{\odot}, \\ 2,67(M/M_{\odot})^{0,36}, & M > 10 M_{\odot}. \end{cases} \quad (14.14)$$

$$T_{\text{ef}} \approx 5770 (M/M_{\odot})^{0,6} \text{ К}. \quad (14.15)$$

Для гігантів і надгігантів певної залежності наведених вище параметрів від маси не існує.

Оскільки зорі різних класів світності істотно відрізняються за своїми радіусами (при цьому відмінності у масі не надто великі), цілком очевидно, що для них слід чекати помітної різниці у середній густині. Середню густину визначають із очевидного співвідношення:

$$\bar{\rho} = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3}. \quad (14.16)$$

Необхідно зазначити, що середня густина характеризує зорю в цілому, тоді як речовина зорі нерівномірно розподілена в її об'ємі. Насправді густина зростає до центра. На поверхні зорі густина може бути мізерною, але досягає великих значень поблизу центра. Як правило, найбільший перепад густини відбувається під час переходу від поверхні до центра в зір-надгігантів.

Густина речовини в атмосфері зорі впливає не лише на інтенсивність багатьох ліній поглинання у її спектрі, а й на їхню ширину. Наприклад, ширина спектральних ліній у зір з великою густиною атмосфери більша, ніж у зір з розрідженою атмосферою. Це пов'язано з тим, що за високої густини середня відстань між зарядженими частинками і атомами, які є в плазмі зоряної атмосфери, менша, що призводить до ефективнішого збурення енергетичних рівнів атомів та іонів, а, отже, до більшого розширення спектральних ліній, що завдяки ефекту Штарка (див. підрозділ 8.6) особливо помітно в зір-карликів.

Саме тому зоря-надгігант і зоря-карлик одного спектрального підкласу мають дещо неоднакові ефективні температури. Наприклад, зоря головної послідовності підкласу В0 має ефективну температуру 30 000 К, а для надгіганта того ж підкласу $T_{\text{ef}} = 26\,500$ К.

Параметри кількох зір, що належать до різних спектральних класів і класів світності, подано у табл. 14.1.

Таблиця 14.1

Параметри деяких зір різних класів світності і різних спектральних класів

Назва зорі	Спектральний клас	Ефективна температура $T_{\text{эф}}$, К	Світність L/L_{\odot}	Маса M/M_{\odot}	Радіус R/R_{\odot}	Середня густина $\bar{\rho}$, кг/м ³
Головна послідовність						
Ахернар А	B6	14 100	3 150	6,7	9,4	10
Вега	A0	9 000	40,1	2,1	2,6	170
Альгаїр	A7	7 760	10,6	1,8	1,8	440
α Кентавра А	G2	5 790	1,5	1,1	1,2	890
70 Змієносця А	K0	5 300	0,59	0,9	0,91	1700
зоря Барнарда	M4	3 130	0,0035	0,14	0,2	24 400
Гіганти						
Тубан	A0	10 370	120	2,8	3,4	100
Арктур	K0	4300	170	1,1	26	0,1
Надгіганти						
Рігель А	B8	12 100	$1,2 \cdot 10^5$	23	78,9	0,065
Антарес А	M1	3 570	67 700	12,4	680	$5,6 \cdot 10^{-5}$
Білі карлики						
Сіріус В	DA1,9	25 200	0,056	0,98	0,0084	$2,3 \cdot 10^9$

Примітка: для таких зоряних систем, як Ахернар (α Еридана), α Кентавра, 70 Змієносця, Рігель і Антарес параметри, наведені в таблиці, стосуються головного компонента (компонента А).

14.7. Ефекти обертання, турбулентності, магнітного поля і атмосферної стратифікації елементів у спектрах зір

Відмінності у спектрах двох зір одного спектрального класу (тобто з близькими значеннями ефективної температури) можуть бути обумовлені не лише неоднаковістю густини в їхніх атмосферах. Свою роль тут відіграють і такі ефекти, як обертання зорі навколо своєї осі, наявність в атмосфері зорі потужних турбулентних рухів, сильних магнітних полів, втрати маси у вигляді зоряного вітру, наявність газово-пилової оболонки або диску навколо зорі, а також ефекти стратифікації (тобто специфічного розподілу) хімічних елементів у зоряній атмосфері.

Швидкості обертання зір. Для земного спостерігача різні місця диска зорі, яка обертається, мають різну швидкість у напрямку променя зору. Згідно з формулою Доплера (8.28) за рахунок наближення однієї поло-

вини видимої поверхні зорі і віддалення іншої спектральної лінії розширюються. Цей ефект істотно залежить від орієнтації осі обертання зорі відносно напрямку на спостерігача (кут i). Тому, аналізуючи спектральну інформацію для окремої зорі, можна одержати значення швидкості обертання тільки з точністю до множника (як правило, невідомого) $\sin i$. Певні висновки щодо типової швидкості осьового обертання зір конкретного спектрального класу і класу світності роблять після уважного вивчення спектрів багатьох десятків представників цього класу. Це дає змогу статистично оцінити імовірну швидкість обертання на екваторі зорі.

Орієнтація осі обертання зорі в просторі відносно напрямку на спостерігача є довільною, відповідно до чого й ефект Допплера відіграє то більшу, то меншу роль. Чим більша з погляду спостерігача швидкість обертання зорі, тим ширшими і мілкішими будуть лінії в її спектрі. У випадку, коли зоря обертається надто швидко, лінія взагалі може стати непомітною на тлі неперервного спектра. Як приклад, на рис. 14.5 показано результати комп'ютерного моделювання профілю окремої спектральної лінії, яка належить іонізованому Магнію, для зорі головної послідовності з ефективною температурою 10 000 К. Добре видно, що збільшення такого параметра, як швидкість обертання зорі, істотно змінює форму лінії, але при цьому площа, обмежена профілем (тобто еквівалентна ширина лінії) залишається незмінною у всіх випадках.

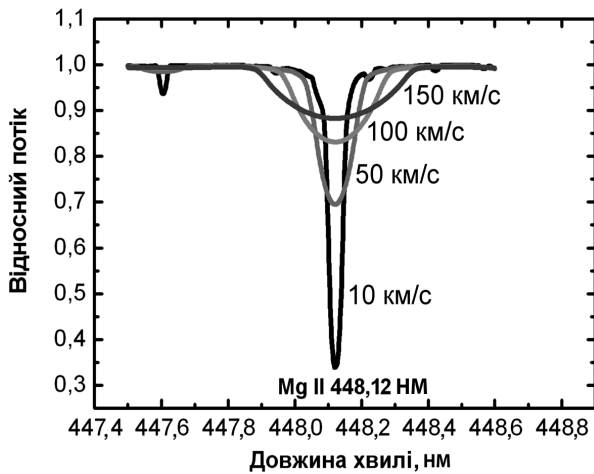


Рис. 14.5. Зміна форми профілю спектральної лінії залежно від значення екваторіальної швидкості обертання зорі

Аналіз профілів спектральних ліній, показує, що зорі різних спектральних класів обертаються навколо осі зі швидкостями, які на екваторі досягають від кількох кілометрів на секунду до $v_e = 400$ км/с і навіть більше.

Зорі головної послідовності спектральних класів O і A мають екваторіальні швидкості обертання 130–200 км/с, а ще більші значення спосте-

рігають у зір спектрального класу В. Для зір спектрального класу F вони менші від 100 км/с, а для зір в інтервалі G–M не перевищують 10 км/с.

Швидке обертання змінює форму зорі, призводить до збільшення її екваторіального радіуса порівняно з полярним, а у деяких зір — навіть до значного витікання речовини з поверхні та утворення навколо них протяжних дископодібних газових оболонок (якщо екваторіальна швидкість обертання внаслідок деяких причин перевищує критичне значення швидкості).

Гіганти ранніх спектральних класів обертаються зі швидкістю 100–130 км/с, а для пізніших за спектром зір цього класу світності типові значення $v_e \approx 30\text{--}90$ км/с, для яскравих надгігантів $v_e \approx 20\text{--}30$ км/с.

Атмосферна турбулентність. В атмосферах зір-гігантів і особливо надгігантів відбуваються хаотичні (турбулентні) рухи великих газових мас. Вони також виявляють себе доплерівським розширенням спектральних ліній. Спостереження показують, що швидкості руху речовини в розріджених атмосферах зір-надгігантів досягають десятків кілометрів за секунду, а у деяких випадках можуть навіть перевищувати швидкість звуку. Завдяки атмосферній турбулентності надгігант втрачає частину своєї маси у вигляді *зоряного вітру*.

Магнітне поле і плями на поверхні зір. Аналіз зоряних спектрів дає змогу надійно виявити магнітні поля зір з індукцією $B > 0,02$ Тл (див. підрозділ 8.6). У більшості випадків це поле змінне з часом, а іноді змінює свою полярність. Природа цього явища до кінця ще з'ясована. У магнітних зір головної послідовності індукція поля на поверхні може становити кілька десятків тесла (Тл), у білих карликів — 10^4 Тл, а в нейтронних зір навіть 10^{10} Тл. З магнітним полем пов'язаний феномен зоряної активності, а в деяких випадках виникнення плям на поверхні зір, тобто ділянок, де температура суттєво відрізняється від температури навколишнього газу. Плями можуть мати температуру нижчу від температури решти поверхні зорі (як у випадку Сонця), або навпаки, вони можуть бути більш гарячими.

Заплямованість поверхні є причиною змінності блиску зір типу α^2 Гончих Псів, SX Овна, ВУ Дракона, UV Кита (в цих останніх — це коливання блиску з малою амплітудою між спалахами). Якщо для Сонця площа поверхні, зайнята плямами, навіть у моменти його максимальної активності не перевищує 0,1% загальної площі поверхні, то на деяких зорях плями можуть займати до 50% поверхні. Такі плями добре виявляють себе коливаннями блиску зорі внаслідок її осьового обертання. Справді, у цьому випадку відносна площа заплямованої поверхні для спостерігача буде ритмічно змінюватися з часом, а, отже, буде змінюватися і кількість реєстрованої енергії від зорі.

Плями можуть існувати також на поверхнях зір-надгігантів. Один з прикладів — зоря Бетельгейзе, на видимій поверхні якої за допомогою космічної обсерваторії *Габбл* була зафіксована гаряча пляма великих розмірів (див. рис. 14.6).

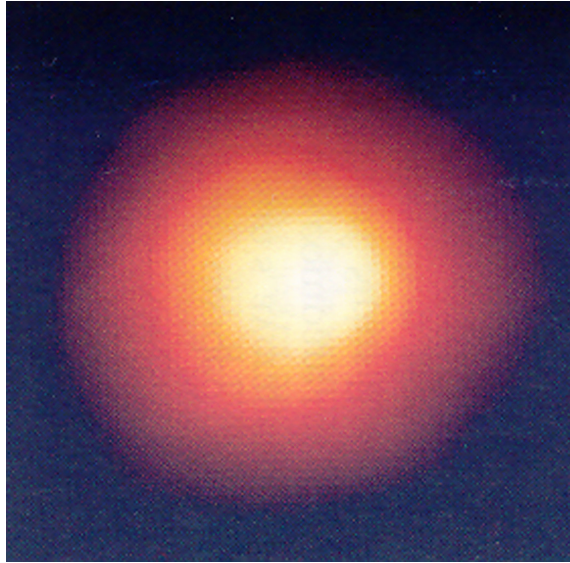


Рис. 14.6. Гаряча пляма на поверхні надгіганта Бетельгейзе

Хімічний склад зоряних атмосфер. Усі наші знання про хімічний склад Сонця і зір ґрунтуються на аналізі їх спектрів. Зорі за своїм хімічним складом поділяють на нормальні та хімічно пекулярні (тобто такі, що мають аномалії вмісту деяких хімічних елементів). Більшість зір переважно складається з Гідрогену. Тому зручно порівнювати вміст будь-якого хімічного елемента в зорі з вмістом Гідрогену. Наприклад, якщо в одиниці об'єму (кубічному сантиметрі) зоряної речовини міститься $n(\text{H})$ атомів Гідрогену, то вмістом елемента будемо називати відношення кількості атомів цього елемента $n(\text{E})$ у тому самому об'ємі до кількості атомів Гідрогену, тобто $n(\text{E})/n(\text{H})$. Часто використовують десятковий логарифм цього відношення.

Спектри зір, з аналізу яких ми отримуємо інформацію про вміст хімічних елементів, утворені випромінюванням, що надходить до нас лише з найповерхневіших шарів їхніх атмосфер. Тому визначений за спектром хімічний склад, строго кажучи, стосується тільки цих поверхневих шарів. Глибоко у надрах зорі, де відбуваються ядерні реакції перетворення хімічних елементів, хімічний склад може істотно змінюватися з часом упродовж існування зорі, і на певних етапах її еволюції він може сильно відрізнятися від хімічного складу її поверхні. Проте, є підстави вважати, що для багатьох хімічних елементів їхні вмісти на поверхні та в надрах зорі відрізняються не надто, або зовсім не відрізняються.

Краще за все досліджений хімічний склад поверхневих шарів Сонця (див. таблицю 14.2).

Як видно з таблиці 14.2, другим за поширеністю після Гідрогену є Гелій: кількість його атомів у поверхневих шарах Сонця становить 10% від числа атомів Гідрогену. Така сама ситуація і для більшості інших зір та міжзоряного середовища. Слід зазначити, що Гелій, як хімічний елемент, вперше був відкритий в процесі ретельного дослідження сонячного спектра, а вже згодом був виявлений на Землі.

Таблиця 14.2.

Вміст $n(E)/n(H)$ деяких хімічних елементів в атмосфері Сонця.

№ елем.	Назва елем.	$\frac{n(E)}{n(H)}$	№ елем.	Назва елем.	$\frac{n(E)}{n(H)}$	№ елем.	Назва елем.	$\frac{n(E)}{n(H)}$
2	He	$1.10 \cdot 10^{-1}$	25	Mn	$2.45 \cdot 10^{-7}$	57	La	$1.66 \cdot 10^{-11}$
3	Li	$1.44 \cdot 10^{-11}$	26	Fe	$3.16 \cdot 10^{-5}$	58	Ce	$3.55 \cdot 10^{-11}$
4	Be	$1.41 \cdot 10^{-11}$	27	Co	$8.32 \cdot 10^{-8}$	59	Pr	$5.13 \cdot 10^{-12}$
5	B	$3.98 \cdot 10^{-10}$	28	Ni	$1.78 \cdot 10^{-6}$	60	Nd	$3.16 \cdot 10^{-11}$
6	C	$3.55 \cdot 10^{-4}$	29	Cu	$1.62 \cdot 10^{-8}$	62	Sm	$1.02 \cdot 10^{-11}$
7	N	$9.33 \cdot 10^{-5}$	30	Zn	$3.98 \cdot 10^{-8}$	63	Eu	$3.24 \cdot 10^{-12}$
8	O	$7.41 \cdot 10^{-4}$	31	Ga	$7.59 \cdot 10^{-10}$	64	Gd	$1.32 \cdot 10^{-11}$
9	F	$3.63 \cdot 10^{-8}$	32	Ge	$2.57 \cdot 10^{-9}$	65	Tb	$7.94 \cdot 10^{-13}$
10	Ne	$1.20 \cdot 10^{-4}$	37	Rb	$3.98 \cdot 10^{-10}$	66	Dy	$1.38 \cdot 10^{-11}$
11	Na	$2.14 \cdot 10^{-6}$	38	Sr	$7.94 \cdot 10^{-10}$	67	Ho	$1.82 \cdot 10^{-12}$
12	Mg	$3.80 \cdot 10^{-5}$	39	Y	$1.74 \cdot 10^{-10}$	68	Er	$8.51 \cdot 10^{-12}$
13	Al	$2.95 \cdot 10^{-6}$	40	Zr	$3.98 \cdot 10^{-10}$	69	Tm	$1.00 \cdot 10^{-12}$
14	Si	$3.55 \cdot 10^{-5}$	41	Nb	$2.63 \cdot 10^{-11}$	70	Yb	$1.20 \cdot 10^{-11}$
15	P	$2.82 \cdot 10^{-7}$	42	Mo	$8.31 \cdot 10^{-11}$	71	Lu	$5.75 \cdot 10^{-12}$
16	S	$1.62 \cdot 10^{-5}$	44	Ru	$6.92 \cdot 10^{-11}$	72	Hf	$7.59 \cdot 10^{-12}$
17	Cl	$3.16 \cdot 10^{-7}$	45	Rh	$1.32 \cdot 10^{-11}$	74	W	$1.29 \cdot 10^{-11}$
18	Ar	$3.31 \cdot 10^{-6}$	46	Pd	$4.90 \cdot 10^{-11}$	76	Os	$2.82 \cdot 10^{-11}$
19	K	$1.32 \cdot 10^{-7}$	47	Ag	$8.71 \cdot 10^{-12}$	77	Ir	$2.24 \cdot 10^{-11}$
20	Ca	$2.29 \cdot 10^{-6}$	48	Cd	$5.89 \cdot 10^{-11}$	78	Pt	$6.31 \cdot 10^{-11}$
21	Sc	$1.48 \cdot 10^{-9}$	49	In	$4.57 \cdot 10^{-11}$	79	Au	$1.02 \cdot 10^{-11}$
22	Ti	$1.05 \cdot 10^{-7}$	50	Sn	$1.00 \cdot 10^{-10}$	81	Tl	$7.94 \cdot 10^{-12}$
23	V	$1.00 \cdot 10^{-8}$	51	Sb	$1.00 \cdot 10^{-11}$	82	Pb	$8.91 \cdot 10^{-11}$
24	Cr	$4.68 \cdot 10^{-7}$	56	Ba	$1.35 \cdot 10^{-10}$	92	U	$3.38 \cdot 10^{-13}$

Наступне за розповсюдженістю місце після Гелію посідають такі хімічні елементи, як Оксиген, Карбон та Нітроген. Досить розповсюдженими є Неон, Магній, Силіцій, Ферум, Сульфур. Таких легких елементів, як Літій,

Берилій та Бор на Сонці мало. Мало тут і елементів, важчих за Ферум і Нікол.

Досі взагалі невідомо, скільки є в атмосфері Сонця Броду, Криптону, Йоду, Ксенону, Цезію, Бісмуту та деяких інших елементів.

Хімічний склад атмосфери Сонця приймають за стандарт хімічного складу в процесі дослідження атмосфер інших зір. Якщо зоря за вмістом окремих хімічних елементів сильно відхиляється від стандартних значень, то вона вважається хімічно пекулярною.

Строго кажучи, не існує зір з однаковим хімічним складом. Це зрозуміло, оскільки речовина, з якої утворюються зорі, надто неоднорідна за своїм хімічним складом у космосі, то зорі теж відрізнятимуться за вмістом окремих хімічних елементів. Наприклад, зорі з периферійної частини Галактики, де рівень збагачення міжзоряного середовища хімічними елементами значно нижчий, ніж у центральній частині, мають вміст Феруму та інших елементів приблизно у 5–10 разів менший, ніж Сонце. Це також стосується тих зір, які сформувалися значно раніше від Сонця, коли міжзоряне середовище Галактики ще не було достатньо збагачене хімічними елементами, важчими за Гелій. Тут різниця може сягати 10–1000 разів. Проте трапляються зорі, в котрих вміст Феруму та інших елементів є в кілька разів більший, ніж у Сонця. Як правило, вони групуються у напрямку галактичного центра.

Є й інші причини, які призводять до відмінностей у хімічному складі зір. Наприклад, як уже згадувалось, в надрах зір можуть синтезуватися важчі хімічні елементи, і, за відповідних умов, збагачена ними речовина може потрапляти до зовнішніх шарів зорі, змінюючи таким чином первісний хімічний склад атмосфери. Цей тип аномалій часто трапляється в гігантів і надгігантів спектральних класів F–K, в атмосферах яких спостерігається дефіцит Карбону і надлишок Нітрогену, Натрію, а також Гелію. Тут внаслідок широко розвинутої конвекції із зоряних надр в атмосферу потрапляє речовина, «перероблена» у CNO і NeNa циклах ядерного синтезу Гелію, в яких з ядер Карбону формуються ядра Нітрогену, а з ядер Неону — ядра Натрію (див. наступний розділ). Крім цього, термоядерний синтез Гелію веде до поступового збагачення зоряної речовини цим елементом, і після конвективного перемішування вміст Гелію в атмосфері зростає. Лінії поглинання Гелію можна спостерігати лише в зір ранніх спектральних класів, і справді, аналіз хімічного складу O–B надгігантів свідчить про істотно підвищений атмосферний вміст цього елемента. Якщо ж у надрах зорі йде синтез Карбону з Гелію, то збагачення атмосфери зорі надлишковим Карбоном призведе до появи феномену карбонової зорі.

У зовнішніх оболонках деяких зір відбуваються процеси, які призводять до значного накопичення одних хімічних елементів у поверхневих шарах та до втрати інших. Значну роль тут може відігравати потужне магнітне поле, або висока стабільність зоряної атмосфери, пов'язана з відсутністю помітних конвективних рухів. За таких умов у атмосфері проходить процес сепарації хімічних елементів, внаслідок чого тут виникає просторова хімічна стратифікація — накопичення атомів та іонів в одних шарах та істотне зменшення

концентрації в інших. Для кожного хімічного елемента такий розподіл може бути індивідуальним.

Навіть якщо зоря сформувалася з газу, що мав нормальний хімічний склад, вона згодом може виявити значні відхилення у вмісті деяких елементів від стандартних значень. Наприклад, існують хімічно пекулярні зорі, в яких у поверхневих шарах вміст таких важких елементів, як Хром, Манган, Стронцій, Аргентум, Барій, Європій, Вольфрам, Аурум, Меркурій та багато інших, може у десятки і сотні разів перевищувати стандартні значення. Такі аномалії, як правило, трапляються серед зір спектральних класів В8–А9, розташованих поблизу головної послідовності. Для них використовують позначення Вр, Ар, Ам. Інколи такі зорі мають аномально низький вміст Гелію і Карбону. Зорі типу λ *Волонаса*, навпаки, мають нормальний вміст Карбону в атмосфері, але значний дефіцит таких елементів, як Титан, Хром, Ферум, Нікол. Основна причина такої аномалії полягає в особливій ролі, яку відіграють навколосоряні газові оболонки цих зір. Вважають, що в оболонці з тугоплавких елементів (Ті, Сr, Fe, Ni та ін.) формуються пилинки, які потім вимітаються за її межі внаслідок тиску випромінювання зорі. Сама ж газова оболонка згодом акреціюється центральною зорею (тобто поглинається нею), атмосфера якої таким чином набуває хімічних аномалій.

Дослідження хімічного складу зір має надзвичайно важливе значення для правильного розуміння того, як відбувається процес зореутворення, як формується структура зір і які процеси в них перебігають.

Розділ 15

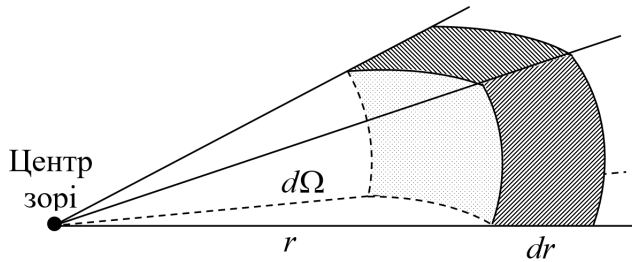
ВНУТРІШНЯ БУДОВА ЗІР

15.1. Механічна і теплова рівновага зір

Фізичні умови у надрах зір та їхню внутрішню будову в цілому вивчає розділ астрофізики, названий *теорією внутрішньої будови зір*. Вона визначає умови гідродинамічної і теплової рівноваги зорі, природу її джерел енергії, механізми перенесення цієї енергії до поверхні і на цій основі будує модель зорі, тобто дає картину розподілу тиску, густини, світності, температури і хімічного складу від центра зорі до її поверхні.

Із спостережень відомо, що стаціонарні зорі, у тому числі й Сонце, впродовж багатьох років не змінюють своїх розмірів і свою світність. Очевидно, що зоря як суцільне тіло сформована силою гравітації. Проте, якби ця сила була єдиною, то зоря б надто швидко стискалась. Характерний час такого стискання (так званий *гідродинамічний час*), наприклад для Сонця, становить приблизно півгодини. Насправді сили гравітації протидіє тиск зоряної речовини, причому так само, як кінетична енергія молекул газу земної атмосфери (або еквівалентний їй тиск) не дає змоги цій атмосфері осісти на поверхню Землі.

Розглянемо для спрощення випадок центрально-симетричної зорі і знехтуємо будь-якими ефектами еволюції, тобто змінами параметрів зорі з часом. Можна стверджувати, що для кожного елемента маси зорі сила гравітації, яка діє в напрямку до центра зорі, врівноважується різницею тиску, що діє на той самий елемент «знизу» і «зверху» (так звана *гідростатична рівновага*).

Рис. 15.1. Кульовий сектор з розхилом тілесного кута $d\Omega$ всередині зорі

Рівнодійна сила газового тиску (за умови паскалівського характеру цього тиску), що прикладена до елементарного кульового сектора радіуса r з розхилом тілесного кута $d\Omega$ (рис. 15.1), дорівнює

$$dF = -r^2 d\Omega dr \frac{dP}{dr}, \quad (15.1)$$

де dP/dr — градієнт тиску, причому для протидії гравітації він має бути від'ємним.

Для механічної рівноваги зір необхідно, щоб ця рівнодійна dF врівноважувалась гравітаційним притяганням даного елементарного об'єму з боку усіх більш глибоких шарів (як показав ще І. Ньютон, через сферичну симетрію зовнішні шари не дають внеску у силу тяжіння). Отже, для цієї гравітаційної сили матимемо

$$dF_g = \frac{GM(r) dM}{r^2}, \quad (15.2)$$

де $M(r)$ — маса зорі, яка замкнена всередині радіуса r , і маса елементарного кульового сектора $dM = \rho r^2 d\Omega dr$.

Прирівнюючи (15.1) і (15.2), дістаємо *рівняння гідростатичної рівноваги*:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2} \rho. \quad (15.3)$$

Отримано рівняння з трьома невідомими, оскільки і тиск, і маса, і густина є функціями поточного радіуса: $P = P(r)$, $M = M(r)$, $\rho = \rho(r)$. Неважко записати рівняння, яке буде описувати розподіл маси всередині зорі. Масу тонкого сферичного шару товщиною dr визначають елементарно:

$$dM(r) = 4\pi r^2 \rho(r) dr, \quad (15.4)$$

де $4\pi r^2$ — площа поверхні згаданого шару; $4\pi r^2 dr$ — його об'єм; ρ — густина речовини в цьому шарі. Отже, приріст маси на одиничний інтервал відстані від центра дорівнює

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r). \quad (15.5)$$

У свою чергу маса, що розподілена у сфері радіуса r , становить

$$M(r) = 4\pi \int_0^r r^2 \rho(r) dr. \quad (15.6)$$

Можна, звичайно, підставити $M(r)$ зі співвідношення (15.6) у рівняння гідростатичної рівноваги (15.3) і отримати інтегро-диференціальне рівняння. Його, однак, розв'язати неможливо, оскільки під інтегралом є густина, залежність якої від r потребує з'ясування. Є інший шлях об'єднати рівняння (15.3) і (15.6): перше з них помножити на $r^2/\rho(r)$ і в його праву частину підставити співвідношення (15.6), після чого диференціювати по r . Так отримуємо рівняння:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho(r)} \frac{dP(r)}{dr} \right) = -4\pi G \rho(r). \quad (15.7)$$

Для його розв'язання потрібно задати зв'язок між тиском P і густиною ρ . Рівняння стану (8.30) тут не підходить, оскільки воно привносить інший параметр — температуру T , розподіл якої уздовж радіуса зорі також невідомий. На початку XX ст., коли якраз в процесі досліджень виникали основні уявлення про структуру зоряних надр, вважали, що енергія від центра зорі до її поверхні переноситься *конвекцією*. У цьому випадку тиск P і густина ρ пов'язані між собою законом адіабатичних змін $P = K\rho^\gamma$ (γ — показник адіабати), і задачу можна звести до диференціального рівняння другого порядку для однієї невідомої $\rho(r)$.

Степеневу залежність тиску від густини можна поширити і на зорі, які перебувають у стані променистої рівноваги. Рівняння, яке дає зв'язок тиску і густини, почали записувати у вигляді:

$$P = K\rho^{1+1/n}, \quad (15.8)$$

де K — параметр адіабати, n — індекс політропи. Модель зорі (зміна густини в надрах зорі з радіусом), побудовану за умови (15.7) і (15.8), названо *політропою* індексу n . Індекс $n = 1$ описує внутрішню будову твердого тіла (наприклад, планети). Для зір, що складаються з газу, підходить, наприклад, $n = 3$ за умови, що зоря перебуває в стані променистої рівноваги.

Як згодом виявилось, реальну зорю, строго кажучи, не можна розглядати як політропу одного індексу. Навпаки, окремі зони зорі потребують опису за допомогою різних моделей. Зокрема, для Сонця зовнішню — конвективну оболонку описують розв'язком, що відповідає політропі $n = 1,5$, а його внутрішня частина близька до політропи індексу 3.

Для визначення точної структури зорі рівняння (15.3) і (15.5) потрібно доповнити іншими двома рівняннями, які визначають зміну світності і температури з поточним радіусом:

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon(r), \quad (15.9)$$

$$\frac{dT(r)}{dr} = - \frac{L(r)}{4\pi r^2 f(r)}, \quad (15.10)$$

де $\varepsilon(r)$ — темп виділення енергії, розрахований на одиницю маси зоряної речовини, а $f(r)$ — коефіцієнт теплопровідності. Саме цей коефіцієнт визначає конкретний механізм перенесення теплоти (у даному випадку — це *коефіцієнт променистої теплопровідності*).

Рівняння (15.9) дістаємо з очевидного припущення, що різниця потоків енергії dL через сферичні поверхні з радіусами r та $r + dr$ має дорівнювати енергії, яка виділяється в одиницю часу у кульовому шарі товщиною dr між цими поверхнями, а саме $4\pi r^2 dr \cdot \rho \varepsilon$. Рівняння (15.10) отримують із таких міркувань. Перенесення енергії всередині зорі є наслідком температурного градієнта, що має там місце. Очевидно, що потік енергії через одиницю площі сфери радіуса r є пропорційним градієнту температури

$$\Phi(r) = -f(r) \frac{dT}{dr}.$$

(Знак мінус вказує на те, що потік теплоти спрямований проти градієнта T .) А повний потік енергії через поверхню сфери дорівнює $L(r) = 4\pi r^2 \Phi(r)$.

Якщо енергія переноситься конвекцією, замість (15.10) потрібно записати

$$\frac{dT(r)}{dr} = - \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \frac{T(r)}{P(r)} \rho \frac{GM(r)}{r^2}. \quad (15.11)$$

Рівняння (15.11) отримують так. Диференціюючи рівняння стану ідеального газу та рівняння адіабати $P = Kr^\gamma$ по r і виключаючи з цієї системи рівнянь градієнт густини, неважко знайти співвідношення між адіабатичними градієнтами температури та тиску:

$$\frac{P}{T} \frac{dT}{dr} = \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \frac{dP}{dr}.$$

Виражаючи градієнт тиску з рівняння гідростатичної рівноваги (15.3), дістаємо (15.11).

У нормальних зорях перенесення енергії від центра до поверхні здійснюється завдяки одному із двох можливих процесів: випромінюванню або конвекції. Домінування того чи іншого механізму залежить від конкретних локальних умов (температура газу, його густина і непрозорість). Під час розв'язання системи рівнянь, яка описує структуру зорі від центра до поверхні, для кожного значення r перевіряють умову:

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{стр}} \geq \left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ад}}$$

де $\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{стр}}$ — структурний градієнт температури, який задається рівнянням (15.10), а $\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ад}}$ — адиабатичний градієнт температури

з (15.11). Якщо ця умова виконана, то розрахунок у даній точці r проводять з градієнтом (15.11), якщо ні — з градієнтом (15.10).

Рівняння (15.3), (15.5), (15.9), (15.10) та (15.11) цілком визначають структуру зорі. Для моделювання цієї структури, однак, необхідна додаткова інформація про розподіл $\rho(r)$, $f(r)$ та $\epsilon(r)$.

Для того, щоб позбутися значення ρ в наведених вище рівняннях, необхідно визначити зв'язок між густиною і термодинамічними характеристиками газу. Для зір нормального складу (не надзвичайно великі густини, відсутність виродження газу) можна використати рівняння стану для ідеального газу:

$$P(r) = \frac{kT(r)}{\mu(r)m_{\text{H}}} \rho(r), \quad (15.12)$$

де μ — середня відносна молекулярна маса речовини, m_{H} — маса атома Гідрогену, k — стала Больцмана.

Для практичного використання (15.12) необхідно знати значення μ , яке залежить від хімічного складу зоряного газу. Наприклад, у разі повної іонізації зоряної речовини, масова частка Гідрогену в якій становить $X = 0,70$ (тобто 70%), Гелію $Y = 0,28$ (28%) та більш важких елементів $Z = 0,02$ (2%), середня відносна молекулярна маса становить $\mu \approx 0,62$ (див. підрозділ 8.7).

Неважко показати, що речовина звичайних зір добре описується моделлю ідеального газу. Зробимо це на прикладі Сонця. Згадаємо критерій ідеальності газу і порівняємо середню відстань між частинками сонячної речовини з розмірами самих частинок.

Щоб визначити розміри самих частинок, потрібно з'ясувати фізичний стан сонячної речовини. Згідно з сучасною моделлю Сонця температура у центрі сягає $1,5 \cdot 10^7$ К. За таких температур газ перебуває у стані повної іонізації. Тому розмірами частинок можна вважати розміри самих ядер (зрозуміло, що переважно це протони). За такі можна взяти радіус дії ядерних сил $r_0 \sim 10^{-15}$ м.

Далі оцінюємо середню відстань між частинками. Знаючи густину Сонця в центрі $\rho = 1,49 \cdot 10^5$ кг/м³ й масу частинок, які там перебувають, обчислюємо їх концентрацію

$$n = \frac{\rho}{\mu m_p},$$

де відносна молекулярна маса μ враховує хімічний склад сонячної речовини та її повну іонізацію. Величина, обернена до концентрації, — це об'єм, який припадає на одну частинку:

$$V_1 = \frac{1}{n} = \frac{\mu m_p}{\rho}.$$

Середня відстань між частинками є відстанню між центрами цих об'ємів. Вважаючи ці об'єми сферичними (рис. 15.2), дістаємо (для $\mu = 0,62$)

$$d = \left(\frac{6V_1}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{6\mu m_p}{\pi\rho} \right)^{\frac{1}{3}} \sim 10^{-11} \text{ м}.$$

Отже, $d \gg r_0$. Очевидно, що саме повна іонізація в надрах Сонця «врятовує» модель ідеального газу.

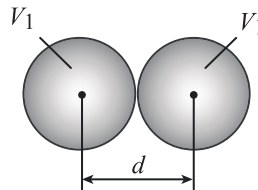


Рис. 15.2. Визначення середньої відстані між частинками

Для більшості зір нормальної будови основним механізмом передавання енергії із більш нагрітих в менш нагріті шари є промениста теплопровідність, коли передача енергії здійснюється квантами електромагнітного поля. В такому разі коефіцієнт променистої теплопровідності дорівнює

$$f(r) = \frac{16\sigma}{3} \frac{T(r)^3}{\kappa(r)\rho(r)}, \quad (15.13)$$

де $\kappa(r)$ — коефіцієнт непрозорості зоряної речовини в розрахунку на одиницю маси (м²/кг). В найпростішому випадку теорія для $\kappa(r)$ дає такий

вираз (X і Z — масова частка Гідрогену і усіх важчих за Гелій елементів відповідно):

$$\kappa(r) = 4 \cdot 10^{24} (1 + X) Z \rho(r) T(r)^{-3.5} \text{ (м}^2/\text{кг)}. \quad (15.14)$$

Для визначення невідомої функції $\varepsilon(r)$ нижче коротко розглянемо енерговиділення у деяких термоядерних реакціях, які мають найважливіше значення для зір головної послідовності.

15.2. Джерела зоряної енергії

Тривалі пошуки джерел енергії зір дали змогу сформулювати таке положення: основне джерело енергії зір — термоядерні реакції, в яких відбувається об'єднання легких атомних ядер з утворенням важчих ядер. Енергія, що виділяється при цьому, дорівнює енергії зв'язку утвореної частинки. Якщо нормувати енергію зв'язку ядра на кількість нуклонів у ядрі, то результуюча характеристика є мірою його стабільності. Виявляється, що максимальну за абсолютною величиною енергію зв'язку в розрахунку на один нуклон має ядро Феруму. Неважко зрозуміти, що ядерні сили, які утримують нуклони в ядрах, послаблюються дією кулонівського відштовхування між протонами. Цей механізм є ефективним у легких ядрах. Із збільшенням кількості нуклонів в ядрі, воно набуває достатньо великих розмірів, тому для периферійних нуклонів, які входять до складу важчих ядер, через їх взаємну віддаленість, сили ядерної взаємодії виявляються менш ефективними (відомо, що ядерні взаємодії — короткодійчі). Це також призводить до зменшення енергії зв'язку, тобто — до зменшення стабільності ядра. Існує проміжний випадок максимальної енергії зв'язку на нуклон (ядро Феруму). Отже, легшим ядрам енергетично вигідно об'єднуватися з утворенням важчого ядра з більшою за абсолютною величиною енергією зв'язку на один нуклон (глибша потенціальна яма, оскільки енергія зв'язку за означенням від'ємна). Це — термоядерні реакції синтезу. І навпаки, ядрам, важчим за ядра Феруму, енергетично вигідніше «розвалитися» з утворенням ядер, що мають більшу величину енергії зв'язку на один нуклон. Такі реакції є реакціями радіоактивного розпаду. Термоядерні реакції та реакції розпаду йдуть із виділенням енергії.

В зоряних надрах найбільш імовірні реакції за участю ядер легких елементів (Гідроген, Гелій і т. д.). Спочатку ми розглянемо основні цикли «горіння» легких елементів, а потім звернемося до кількісних характеристик відповідних реакцій.

Найбільш ефективно паливо — Гідроген. Гідроген «згоряє» з утворенням Гелію. Перша реакція в ланцюжку «горіння» Гідрогену — злиття двох протонів:



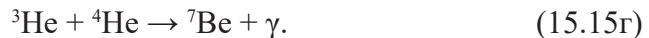
Як наслідок, утворюється ядро Дейтерію, позитрон і електронне нейтрино. Ядро Дейтерію швидко захоплює ще один протон, формуючи у такий спосіб ядро ізотопу Гелію та високоенергійний γ -квант:



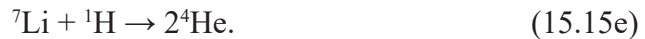
Далі ядро ${}^3\text{He}$ може реагувати або з такою ж частинкою (69% випадків), або з ядром ${}^4\text{He}$ (31% випадків). За реалізацією більш імовірного каналу:



Цією реакцією завершується процес перетворення чотирьох протонів в одну α -частинку — ${}^4\text{He}$. Якщо реалізується менш імовірний канал, то:



Після (15.15g) процес може відбуватися двома каналами. Найбільш імовірний канал такий:



Ймовірність такого процесу становить 99,7%. У 0,3% випадків реалізується надто рідкісна реакція, після якої відбуваються два розпади:



В (15.15з) утворюється ядро ізотопу Берилію у збудженому стані (помічено зірочкою), яке надто швидко розвалюється (реакція 15.15и) на дві α -частинки.

Реакції (15.15a–i) визначають процес термоядерного синтезу Гелію з Гідрогену. Їх об'єднують під однією назвою: *pp-цикл* (*протон-протонний цикл*) «горіння» Гідрогену.

Існує й інший цикл «горіння» Гідрогену — з участю ядер-каталізаторів. Він відбувається за більш високих температур. Як каталізатор можуть виступати ядра ${}^{12}\text{C}$:





В останній реакції розпад ядра ${}^{13}\text{N}$ супроводжується народженням ядра ізотопу ${}^{13}\text{C}$, позитрона і нейтрино. Далі:



Ядро ${}^{15}\text{O}$ нестабільне і розпадається за такою схемою:



Нарешті:



Бачимо, що 4 протони «згоріли» з виникненням однієї α -частинки. Цикл перетворення Гідрогену за участю ядер Карбону, Нітрогену і Оксигену зветься *CNO-циклом*.

У загальному випадку перетворення Гідрогену у CNO-циклі не вичерпується тільки реакціями (15.16а–е). Інколи можуть виникати відгалуження від проміжних реакцій, які призводять до формування таких ізотопів, як ${}^{16}\text{O}$, ${}^{17}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$, ${}^{18}\text{F}$, ${}^{19}\text{F}$.

Гідроген може «горіти» і в інших циклах. Серед них, наприклад, *неоново-натрієвий* і *магнієво-алюмінієвий* цикли. Тут у якості ядер каталізаторів виступають ядра Неону, Натрію, Магнію і Алюмінію.

Ефективність перебігу реакцій того чи іншого циклу залежить від термодинамічних характеристик речовини в надрах зорі. Аналіз виявляє, що за низьких температур (менше $1,5 \cdot 10^7$ К) найбільше енерговиділення забезпечує pp-цикл. За вищих температур, навпаки, домінує CNO-цикл (якщо є достатня кількість ядер каталізаторів). Якщо температура в надрах зорі перевищує $2 \cdot 10^8$ К, на перший план виступають NeNa-цикл або MgAl-цикл (ці цикли зветься гарячими).

На момент, коли гідрогенове пальне практично вичерпане у ядрі зорі, а концентрація ${}^4\text{He}$ значно збільшилася, можуть виникнути придатні умови для «горіння» Гелію. В результаті поєднання двох α -частинок утворюються нестійкі ядра ${}^8\text{Be}$. Якщо ядро ${}^8\text{Be}$ встигає захопити ще одну α -частинку перш ніж воно розпадеться (час життя $\sim 10^{-16}$ с), то формується ядро Карбону ${}^{12}\text{C}$. Результуючий процес може бути записаний так (*3 α -реакція* або *потрійний α -процес*):



Щоб реакція (15.17a) відбувалася, тобто для подолання сильного кулонівського відштовхування, яке діє між позитивно зарядженими частинками, що зближуються, α -частинки мають мати достатньо велику кінетичну енергію. З цієї причини «горіння» Гелію починається за умови, що температура зоряного ядра, збагаченого Гелієм, перевищує 10^8 К.

Гелій може «горіти» і в таких реакціях:



Вичерпання запасів Гелію внаслідок (15.17а–г) і синтез ядер ^{12}C та ^{16}O поступово призводять до утворення в зоряних надрах умов, необхідних для «загоряння» Карбону (це трапляється, якщо температура в зоряному ядрі досягає одного мільярда кельвінів) та Оксигену (якщо температура перевищує $2 \cdot 10^9$ К). Схематично ці реакції виглядають так:



Можливі також реакції типу:



які є постачальниками вільних нейтронів у плазмі зоряних надр. Зауважимо, що вільні нейтрони можуть народжуватися і в деяких інших термоядерних реакціях. Наприклад:



15.3. Ефективність виділення енергії в pp- та CNO-циклах

Роль кожної з перелічених термоядерних реакцій на різних етапах зоряної еволюції неоднакова. Найважливішими в дослідженні нормальних зір є реакції pp- та CNO-циклу. Саме вони є типовими для переважної більшості зір, які мають значні запаси гідрогенового палива. Розглянемо докладніше питання про швидкість виділення енергії в цих двох циклах.

В теорії внутрішньої будови зір використовують величину:

$$\varepsilon = \frac{P_{12}}{\rho} Q, \quad (15.21)$$

яка є швидкістю виділення енергії в реакції в розрахунку на одиницю маси (розмірність Вт/кг). P_{12} є швидкість реакції між ядрами 1-го та 2-го видів (розмірність P_{12} є кількість реакцій в одиниці об'єму за одиницю часу); Q — енергія, яка виділяється під час взаємодії.

Головні труднощі спричиняє визначення величини P_{12} для різних реакцій. Із загальних міркувань ясно, що швидкість реакції пропорційна добутку концентрацій реагуючих частинок на відносну швидкість їх руху v та переріз реакції σ :

$$P_{12} = \frac{n_1 n_2}{1 + \delta_{12}} < \sigma v >, \quad (15.22)$$

де $\delta_{12} = 0$, якщо n_1 та n_2 — концентрації частинок різного сорту та $\delta_{12} = 1$, якщо $n_1 \equiv n_2$ (частинки одного сорту).

Прості оцінки показують, що за температур, типових для зоряних надр, навіть атомні ядра з мінімальним зарядом (окремі протони) не мають достатньої кінетичної енергії, щоб під час зіткнення подолати кулонівський бар'єр і прореагувати. Ймовірність проходження крізь бар'єр експоненціально зростає зі збільшенням кінетичної енергії частинки. Однак, навіть у випадку, коли енергія частинки мала порівняно з висотою кулонівського потенціального бар'єра, існує відмінна від нуля ймовірність проникнення частинки крізь бар'єр. Процеси такого типу називають *тунельними*. Густина ймовірності тунельного, тобто підбар'єрного переходу з точністю до числового множника дорівнює:

$$|\Psi|^2 \sim \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_r^{r_0} \sqrt{2m(U - E)} dr \right], \quad (15.23)$$

де Ψ — хвильова функція частинки, що проникає крізь бар'єр, m — зведена маса частинок, що реагують, U та E — висота потенціального бар'єра та кінетична енергія частинки відповідно, r_0 — радіус дії ядерних сил.

У загальному випадку переріз реакції σ є добутком густини ймовірності підбар'єрного переходу $|\Psi|^2$ на ймовірність подальшої реакції ядер, що зблизилися. Для того, щоб оцінити переріз ядерної реакції, необхідно, крім всього, ще знати структуру ядра (характеристики його енергетичних рівнів). Після того, як зібрана вся необхідна інформація, можна спробувати записати вираз для перерізу конкретної реакції. Наприклад, для реакції (15.15а) має місце такий вираз:

$$\sigma = 4,4 \cdot 10^{-26} \exp\left(\frac{-31,3}{\sqrt{2E}}\right) (\text{м}^2), \quad (15.24)$$

тут E прийнято у 10^3 еВ. Подібний вираз можна записати для кожної із розглянутих нами реакцій.

Щоб визначити швидкість енерговиділення у циклі, необхідно передусім обчислити повну кількість енергії, яка виділяється на всіх етапах циклу. Ця кількість енергії Q не враховує частку енергії, яку виносять нейтрино і яка з цієї причини не передається навколишньому газу (нейтрино, які мають кінетичну енергію, не більшу від 1 МеВ, майже не взаємодіють зі звичайною речовиною, тому вільно покидають зоряні надра). Сумарне виділення енергії в кожному pp-циклі, якщо здійснюється ланцюжок реакцій (15.15а–в), становить $Q_{\text{pp}} \approx 26$ МеВ; для CNO-циклу — $Q_{\text{CNO}} \approx 25$ МеВ. Звичайно, що в гелієвому циклі ця величина буде меншою. Вона становить $Q_{3\alpha} \approx 7,3$ МеВ.

Як швидкість перебігу всього циклу має виступати швидкість найповільнішої реакції циклу, яка лімітує темп «вигорання» палива. Для pp-циклу (15.15а–і) найповільнішою виявляється реакція (15.15а) злиття двох протонів. Дотепер експериментальних даних про швидкість цієї реакції немає. Існують тільки теоретичні розрахунки величини P_{12} для (15.15а). Згідно з такими розрахунками, характерний час цієї реакції τ_{pp} (час, упродовж якого кількість частинок, що реагують в одиниці об'єму, зменшується приблизно у 2,7 разів) становить близько 10^{10} років. Характерний час інших реакцій pp-циклу на багато порядків менший порівняно з реакцією (15.15а), тож всі інші етапи циклу (15.15б–і) відбуваються практично «миттєво». На перший погляд може здаватися, що pp-цикл має надзвичайно низьку ефективність енерговиділення (внаслідок малої ймовірності перебігу першої реакції циклу). Насправді зорі вміщують величезну кількість протонів (наприклад, на Сонці їх $\sim 10^{57}$), і ця обставина з надлишком компенсує низьке значення швидкості реакцій між ними.

Для CNO-циклу найповільнішою є реакція (15.16г). Її характерний час $\tau_{\text{CNO}} \approx 10^7$ років (порівняйте з τ_{pp}). Інші реакції CNO-циклу перебігають достатньо швидко.

Як видно, швидкість «вигорання» Гідрогену в CNO-циклі набагато вища, ніж у pp-циклі, і ця обставина відіграє надзвичайно важливу роль у з'ясуванні шляхів зоряної еволюції.

Наближений вираз для швидкості енерговиділення в розрахунку на одиницю маси для pp-циклу, оскільки $n_1 n_2 \propto X^2 \rho^2$ (X — масова частка Гідрогену), має вигляд:

$$\varepsilon_{\text{pp}} \approx 10^{-12} \rho X^2 T_6^4 \text{ (Вт/кг)}, \quad (15.25)$$

тут T_6 — температура в мільйонах (10^6) К. Це співвідношення справедливе в інтервалі температур T_6 від 16 до 20.

У свою чергу, швидкість виділення енергії в реакціях CNO-циклу визначають формулою:

$$\varepsilon_{\text{CNO}} \approx 6,6 \cdot 10^{-30} \rho X Z_{\text{CNO}} T_6^{20} \text{ (Вт/кг)}. \quad (15.26)$$

У (15.26) з'являється множник Z_{CNO} — масова частка елементів С, N та О. Очевидно, що $n_1 \propto X\rho$, а n_2 (в цьому випадку — концентрація ядер Карбону, Нітрогену та Оксигену) є пропорційною $Z_{\text{CNO}}\rho$. Звертає на себе увагу надто великий показник степеня при температурі в (15.26). Це зрозуміло із загальних міркувань: для того, щоб успішно долати кулонівський бар'єр, ядра (протони та ядра С, N або О, де заряди ядер $Z = 6, 7$ та 8 відповідно) мусять мати велику кінетичну енергію, яка може бути наслідком високої температури. Апроксимаційне співвідношення (15.26) справедливе в інтервалі T_6 від 20 до 30.

Зазначимо, що внаслідок локального вичерпування конкретного типу термоядерного палива виникає залежність величин X , Y і Z від радіуса зорі на кожному етапі її еволюції.

15.4. Моделі зір

Після того, як усі необхідні величини, що входять до (15.12), (15.13) і (15.21) визначено, можна розв'язати систему рівнянь (15.3), (15.5), (15.9), (15.10) або (15.11), яка й описує структуру зорі головної послідовності. При цьому використовують ефективні *різницеві методи*: зорю уявно розбивають на N кульових шарів (зон), у кожному з яких параметри газу вважають сталими. Як незалежну змінну замість r часто вибирають M — масу, яка міститься у шарі радіуса r . У цьому випадку систему наведених вище диференціальних рівнянь потрібно перевизначити, враховуючи те,

що $dr = \frac{dM(r)}{4\pi r^2 \rho(r)}$ (див. рівняння 15.5). Вихідну систему диференціальних рівнянь переписують у вигляді різниць параметрів $i+1$ -го та i -го шарів. Оскільки зорю розбивають на N шарів, а диференціальних рівнянь чотири, то всього отримують $4N$ звичайних алгебраїчних рівнянь для $4N$ невідомих. Об'єм пам'яті сучасних ЕОМ дає змогу розбивати зорю на кілька сотень шарів і, отже, отримувати точні результати. Внаслідок таких обчислень отримують модель зорі. Як приклад, на рис. 15.3 показано зміну температури, густини, тиску і світності в залежності від відстані до центра для зорі головної послідовності — Сонця ($M=1M_{\odot}$).

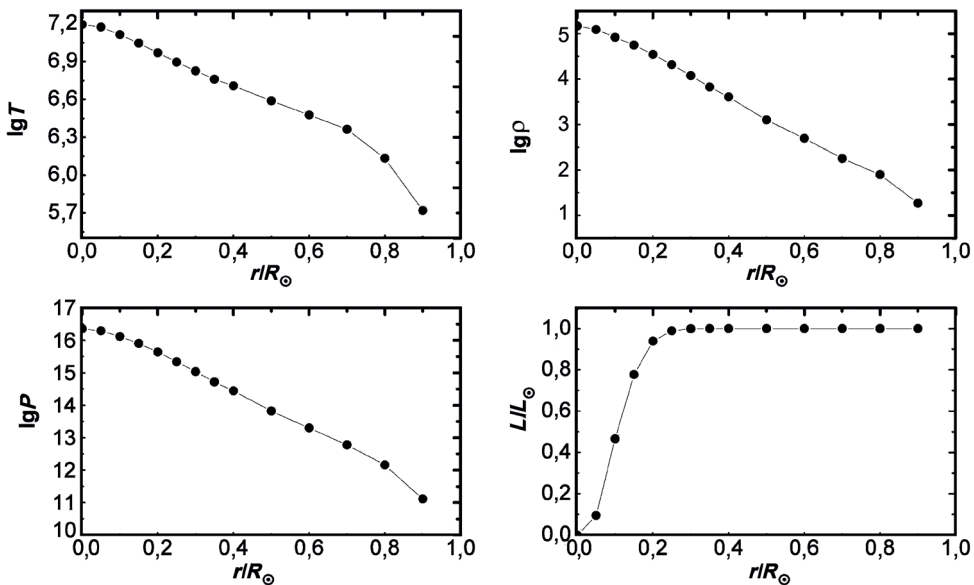


Рис. 15.3. Модель внутрішньої будови Сонця. Температура, густина і газовий тиск виражені у К, $\text{кг}/\text{м}^3$ і Па відповідно

Згідно зі стандартною моделлю Сонця температура в його центрі сягає $T = 1,55 \cdot 10^7$ К, а густина — $\rho = 1,49 \cdot 10^5$ $\text{кг}/\text{м}^3$; на межі ядра, де відбуваються термоядерні реакції (з рис. 15.3 видно, що це відповідає приблизно $r = 0,2R_{\odot}$), $T \approx 9 \cdot 10^6$ К, $\rho \approx 3 \cdot 10^4$ $\text{кг}/\text{м}^3$; конвекція починається на глибині $r = 0,7R_{\odot}$ і на цій межі $T \approx 2 \cdot 10^6$ К, $\rho \approx 200$ $\text{кг}/\text{м}^3$.

На рис. 15.4 представлено схематичні моделі зір головної послідовності: верхньої і нижньої її частин порівняно з Сонцем. У масивних, і тому гарячих зір верхньої частини ГП, енергії в ядрі виділяється так багато, що механізм променистого переносу не спроможний самостійно «впоратися» з відведенням цієї енергії, і тому там виникає конвекція. У зір малих

мас нижньої частини ГП навпаки, через порівняно низьку температуру оболонки, непрозорість речовини зростає (див. формулу 15.14) і механізм променистого переносу стає неефективним — знову ж таки виникає конвекція.

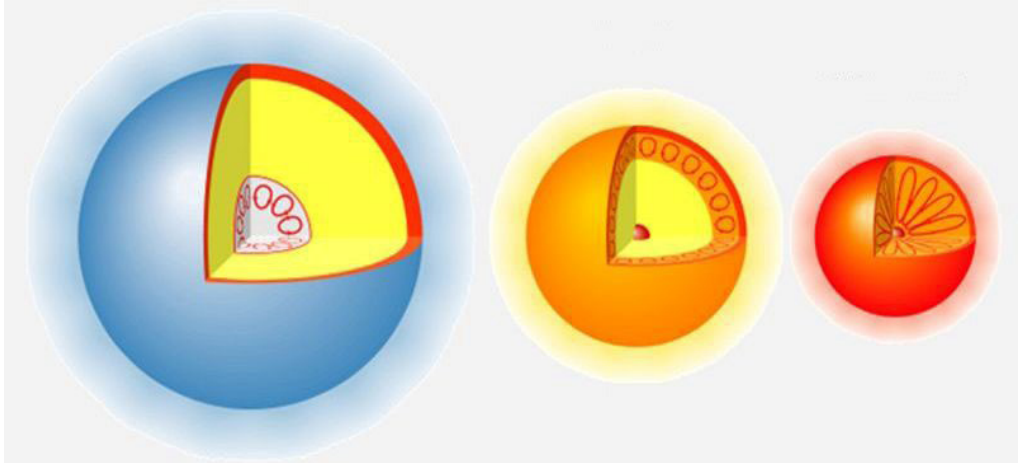


Рис. 15.4. Схематичні моделі зір головної послідовності: зліва направо — модель зорі верхньої частини ГП, модель Сонця, модель зорі нижньої частини ГП

Розділ 16

КОМПАКТНІ ЗОРІ

16.1. Субзорі

На сьогодні субзорі (інакше, *коричневі карлики*) вважають проміжним класом об'єктів між зорями і планетами. Нижня межа маси зорі, що зумовлена, як вже згадувалося у підрозділі 12.1, ефективним початком у протозоряних об'єктах термоядерних реакцій перетворення Гідрогену в Гелій, за теоретичними розрахунками становить близько 0,075 маси Сонця (≈ 80 мас Юпітера — M_J). Проте у надрах об'єктів із масою більше $13M_J$ виникають умови для термоядерних реакцій за участю ядер Дейтерію, а в більш масивних ($> 65M_J$) — також і Літію. Температура надр, за якої відбувається остання реакція, становить близько 2 млн К. Оскільки частка Дейтерію (як і Літію) у протозоряній речовині надзвичайно низька, таке термоядерне пальне порівняно швидко вичерпується (менш, ніж за 1 млрд років) і температура всередині об'єкта починає падати. Гідростатична рівновага між газовим тиском і гравітацією порушується, і об'єкт — субзоря починає стискатись.

Під час обговорення внутрішньої будови Сонця і переважної більшості зір ми дійшли висновку, що вони складаються з ідеального газу, тиск якого пов'язаний з температурою і густиною співвідношенням (15.12). Причому протони та електрони відіграють практично однакову, рівноправну роль у створенні газового тиску і підтримуванні гідростатичної рівноваги зорі. Проте в результаті стискання і, як наслідок, зростання густини речовини, роль вільних електронів у визначенні структури субзорі все більше зростає.

Внаслідок збільшення густини газу субзорі розподіл електронів у ньому за швидкостями все більше відхиляється від рівноважного (максвеллівського). Якщо взяти до уваги криві на рис. 8.5 як норму, то виявляється, що чим більша густина, тим більше деформується крива розподілу кількості електронів залежно від швидкості, яка врешті-решт перетворюється у рівномірний розподіл. А це означає, що кількість електронів, які мають довільну швидкість від 0 км/с до v_{\max} , за деяких значень густини і температури буде однаковою. Такий стан речовини називають *виродженням*. Пояснення цьому явищу дає квантова механіка. Специфічною особливістю виродженого газу, який складається із частинок з півцілим спіном — *ферміонів*: електронів і протонів, або нейтронів, є те, що він підкоряється *принципу заборони Паулі*, за яким в одній квантовій (фазовій) комірці системи не може перебувати більше двох частинок, при цьому їхні спіни мають бути протилежними.

Виявляється, що у вироджений стан передусім переходять найлегші ферміони, а саме електрони. Ферміони у виродженому стані створюють додатковий тиск, появу якого можна пояснити за допомогою *співвідношення невизначеностей Гейзенберга*

$$\Delta x \cdot \Delta p \sim \hbar, \quad (16.1)$$

де Δx — невизначеність у просторовому положенні, наприклад, електрона, Δp — невизначеність в його імпульсі (точніше, невизначеність у складовій імпульса, яка відповідає координаті x). Величину Δx можна ідентифікувати як характерний розмір квантової комірки. Чим вище концентрація електронів (отже, менше Δx), тим більше мають відрізнятись їх імпульси. Тому, якщо частинки-ферміони щільно упаковані, то їх імпульси стають більшими, ніж передбачено класичною механікою. Внаслідок цього за конкретної температури і густини тиск газу (який асоціюється з передаванням імпульсу) буде більшим, ніж в ідеального газу.

Тож із моменту, коли густина речовини в надрах зорі перевищить критичне значення, рівновагу субзорі забезпечує, насамперед, сила, пов'язана з тиском виродженого електронного газу. Якщо при цьому найбільша швидкість електронів $v_{\max} \ll c$, то виродження називають *нерелятивістським*, а якщо $v_{\max} \rightarrow c$, що настає за густин $\rho > 10^9$ кг/м³, — *релятивістським*. У першому випадку тиск пов'язаний з густиною за законом $P \propto \rho^{5/3}$ (див. формулу 8.36), у другому здійснюється більш м'яка залежність — $P \propto \rho^{4/3}$ (див. 8.37), і, що є украй важливим, в обох випадках його величина не залежить від температури.

Після досягнення субзорею віку приблизно у мільярд років, у речовині її надр електрони перебувають в умовах різного ступеня виродження, який залежить від загальної маси і відстані від центра. *Повне виродження* відповідає випадку, коли всі вакантні комірки фазового простору заповнені

електронами, тому речовина субзорі є вкрай щільною. Як результат, субзорі мають розміри сумірні з розміром Юпітера. Припускають, що повному виродженню електронів відповідають фізичні умови, які панують у центральній зоні субзір. Вище цієї зони електронний газ вироджений частково, а в зовнішній оболонці — атмосфері субзорі — стан речовини взагалі описується рівнянням для ідеального газу.

Після вичерпання запасів термоядерного «палива» субзорі перебувають у стані охолодження. У масивних субзір початковий стан речовини є газоподібним. Поступово цей стан перетворюється на рідкий. У менш масивних коричневих карликів (маса менше від $0,02-0,03M_{\odot}$), навіть у віці півмільярда років, надра вже перебувають у рідкому стані.

За відсутністю внутрішніх джерел енергії субзорі перебувають у квазістійкому стані, тобто постійно потрохи стискаються. Причому, чим більшу мають масу, тим сильніше зменшують свій радіус. Розміри масивних субзір, які досягають віку приблизно 10^8 років, стають меншими за розміри об'єктів малої маси цього типу. Із збільшенням віку на порядок, масивні субзорі досягають розмірів близьких до юпітеріанських, маломасивні субзорі — більші у півтора рази.

Приблизно через 10^9 років після утворення субзорі, речовина її надр істотно змінюється. Внутрішня будова починає нагадувати структуру гідрогено-гелієвих планет (Юпітера і Сатурна): виникає рідкий металевий Гідроген, (а можливо, і металевий Гелій, як нещодавно з'ясувалося), яким заповнено $2/3$ надр субзорі. Далі розташований шар рідкого, а над ним оболонка газоподібного Гідрогену. Зазначимо, що в подальшій еволюції відносна товщина зовнішньої газової оболонки з віком збільшується. По досягненню віку субзорі у 10 млрд років її надра все ще залишаються у рідкому стані.

В найбільш холодній верхній оболонці — атмосфері, між хімічними елементами виникають зв'язки, що ведуть до утворення різних хімічних сполук, концентрація яких залежить від початкового елементного складу і температури середовища. Концентрація хімічних сполук, що утворюються, залежить від зміни температури, тиску і густини атмосфери. Стан такої хімічної системи зветься *хімічною рівновагою*. За фізичних умов, що є в атмосферах субзір із сонячним хімічним складом, в результаті досягнення хімічної рівноваги утворюються такі хімічні сполуки як чадний газ (CO), вода (H_2O), метан (CH_4), аміак (NH_3). Передбачають наявність великої кількості інших більш складних сполук, включаючи органічні молекули.

На рис. 16.1 представлено зображення коричневого карлика Глізе 229В поряд із головною зорею 229А, отримане космічним телескопом ім. Габбла. Відстань між зорею і субзорею становить ≈ 43 а. о. Маса субзорі оцінена у $20-75M_J$. Спектроскопічні спостереження виявили велику кількість метану в атмосфері цього коричневого карлика.

Спостереження показали, що упродовж відносно короткого часу яскравість субзір може збільшуватися. Такі зміни інтерпретуються епізодичною наявністю хмар в їх атмос-

ферах, ураганів, дощів із розпеченого Феруму. Наприклад, за температури фотосферних шарів коричневих карликів близько 2000 К Силіцій і Ферум існують у газоподібному стані. В процесі остигання газу конденсуються, утворюючи хмари. За подальшого остигання, завдяки специфічним кліматичним процесам, такі хмари розсіюються, а для зовнішнього спостерігача відкриваються яскравіші області атмосфери, що розташовані нижче. Такі процеси в атмосферах субзір уже стали доступними для дослідження за допомогою космічних телескопів, що працюють у ІЧ діапазоні хвиль.

Вікове остигання субзір веде до переміщення їх на діаграмі Герцшпрунга–Расселла уздовж головної послідовності, гілка якої розташована в правому нижньому куті і є продовженням зоряної головної послідовності, де перебувають звичайні червоні карлики.

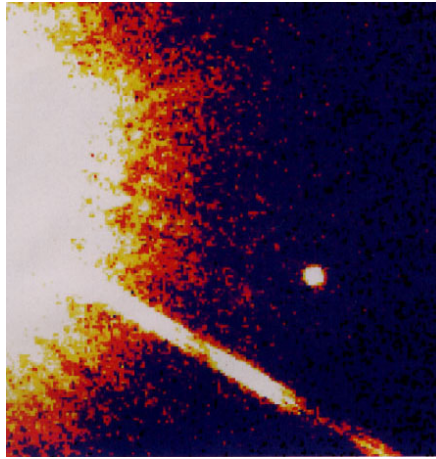


Рис. 16.1. Пряма реєстрація коричневого карлика Глізе 229В праворуч від головної зорі. «Промені» на зображенні є результатом дифракції світла

Хоча на сьогодні виявлено близько 1000 коричневих карликів, вважають, що, незважаючи на притаманний їм вузький діапазон мас, вони досить поширені в нашій Галактиці (і також, природно, в інших галактиках).

16.2. Білі карлики

Внаслідок вичерпування гідрогенового термоядерного палива в ядрі нормальної зорі, яка перебувала на головній послідовності, з часом відбувається порушення його механічної рівноваги, що призводить до незворотного стискання і зростання густини цього ядра. Зоря поступово перетворюється на червоного гіганта, найпростіша модель якого представлена на рис. 16.2. У цій моделі передбачається, що Гідроген продовжуватиме «горіти» в порівняно тонкому шарі, що оточує гелієве ядро. На цій стадії оболонка червоного гіганта може скидатися через теплові нестійкості, що розвиваються на межі шарового джерела і ядра, і дію тиску випроміню-

вання. В результаті оболонка віддаляється і утворює так звану планетарну туманність (див. підрозділи 20.2 і 23.4).

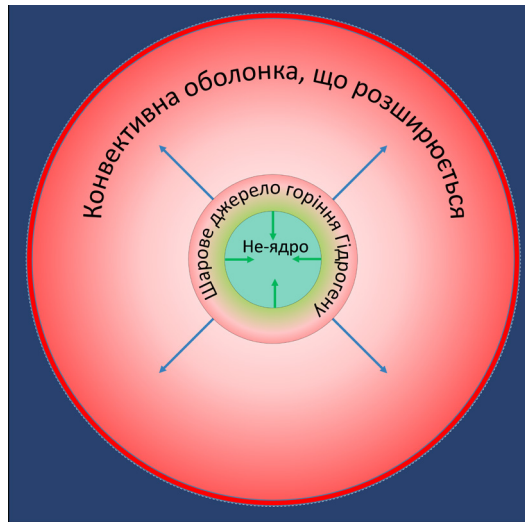


Рис. 16.2. Модель червоного гіганта

Як з'ясовано, будова ядра червоного гіганта і внутрішня будова білого карлика (який власно і утворюється з цього ядра) залежать від тиску саме виродженого електронного газу. Енергія з надр білого карлика до його поверхні ефективно переноситься за рахунок електронної теплопровідності, яка в нормальних зорях практично не відіграє жодної ролі. Завдяки цьому механізму температура речовини в межах об'єму білого карлика однакова — близько 10^7 К. Ззовні ж білий карлик оточений надзвичайно тонкою оболонкою ідеального газу, в якій з наближенням до поверхні температура різко зменшується приблизно до 10 000 К.

Із розрахунків також випливає, що модель білого карлика, рівновага якого підтримується тиском нерелятивістського виродженого газу, є політропою (див. рівняння 15.8) індексу $n = 1,5$ ($1 + 1/n = 5/3$). Це відповідає малій концентрації речовини до центра, проте реалізується, якщо маса білого карлика не перевищує $0,6M_{\odot}$.

З рівняння гідростатичної рівноваги (15.3) випливає, що тиск у центрі зорі $P_c \propto (GM/R)\rho \propto GR^2\rho^2$. Прирівнюючи цей вираз до тиску нерелятивістського виродженого електронного газу $P \propto \rho^{5/3}$, і враховуючи, що $\rho \propto M/R^3$ отримуємо особливу залежність радіуса від маси для таких білих карликів: $R \propto M^{-1/3}$ (Р. Фаулер, 1926 р.). Отже, чим більша маса білого карлика, тим менші розміри він має. Це принципово відрізняється від аналогічної залежності, наприклад, для стаціонарних зір головної послідовності, де радіус прямо пропорційний масі: $R \propto M^{0,8}$ (див. співвідношення 14.14).

За більших мас зір газ стає релятивістськи виродженим, а структуру зорі описує політропа з індексом $n = 3$ ($1+1/n = 4/3$). У цьому разі, як неважко показати (знову ж таки використовуючи рівняння гідростатичної рівноваги), зоря може перебувати в рівноважному стані лише за одного значення маси (С. Чандрасекар, 1930 р.). Точне значення цієї маси (якщо білий карлик складається майже цілком з Гелію) становить $1,47M_{\odot}$, і маса білого карлика не може бути більшою за це значення — це так звана *межа Чандрасекара*. Ця межа обумовлена тим, що електрони у своєму русі фактично не можуть досягти швидкості світла. За більшої маси сила, пов'язана із тиском виродженого електронного газу, уже не в змозі ефективно протидіяти гравітації й утримувати зорю у рівновазі. Отже, масивніша зоря може стати білим карликом лише у випадку, якщо вона в процесі еволюції позбудеться якимось чином надлишку своєї маси.

За вказаної вище маси типовий радіус білого карлика $R = 0,007R_{\odot}$, тобто становить лише 5000 км. Розрахунок показує, що білий карлик завдяки охолодженню його надр може випромінювати значну енергію протягом 1–10 млрд років. Після вичерпання всіх запасів енергії температура білого карлика наближається до температури міжзоряного середовища, і він стає холодним несвітним тілом — чорним карликом. Вважається, що за таких низьких температур іони речовини білого карлика утворюють своєрідну кристалічну ґратку, а, отже, можна говорити про його кристалізацію на заключному етапі еволюції.

Згідно з теорією внутрішньої будови зір у білі карлики перетворюються зорі з первісними масами, що не перевищують $8M_{\odot}$. Причому, якщо маса зорі не більше $0,5M_{\odot}$, то має утворюватись гелієвий білий карлик (не досягаючи стадії червоного гіганта, а проходячи стадію субгіганта). Однак тривалість термоядерного «горіння» Гідрогену для таких зір перевищує сучасний вік Всесвіту, тому з поодиноких зір такі білі карлики утворитися ще не встигли. Для зір із масами до $8M_{\odot}$ (зокрема і для Сонця) кінцевим результатом має бути карбоно-оксигеновий білий карлик.

Одним із найвідоміших білих карликів є супутник найяскравішої зорі, на небі — Сіріуса. Історія його відкриття починається з 1844 р., коли після десяти років спостережень Ф. В. Бессель прийшов до висновку, що поряд із Сіріусом (Сіріус А) є невидимий компонент (див. підрозділ 17.7). Але усвідомлення того, що цей невидимий компонент є білим карликом, прийшло лише в 1914 р., коли, знаючи світність цієї близької зорі, вдалося за спектром (В. Адамс) визначити ефективну температуру Сіріуса В, а, отже, і його розміри та густину.

16.3. Нейтронні зорі

Термоядерне «горіння» Силіцію з утворенням таких ізотопів, як: ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{60}Fe , ^{62}Ni та ін. замикає ланцюжок термоядерних реакцій у невиродженому ядрі масивної ($M \geq 8M_{\odot}$) зорі. Істотно раніше, ніж досягаються умови

для злиття двох ядер Силіцію, енергії фотонів будуть достатніми для перебігу реакції *фоторозщеплення* (*фотодисоціації*) Силіцію, в результаті чого з'являється велика кількість протонів, нейтронів і альфа-частинок. Силіцій та інші важкі ядра, опромінюючись потоками цих частинок, формують більшість хімічних елементів в районі Феруму. При цьому густина речовини у центрі зорі досягає значень $\approx 3 \cdot 10^{12}$ кг/м³, температура близько $5 \cdot 10^9$ К, а маса її ядра становить $1,5\text{--}2M_{\odot}$. У цьому разі ядро зорі втрачає стійкість і настає колапс з утворенням *нейтронної зорі* (цей процес, як правило, супроводжується спалахом наднової II типу — див. підрозділ 19.4). При цьому в залізному ядрі надгіганта відбувається передусім фотодисоціація ядер атомів Феруму і наступна нейтронізація речовини, зокрема, за схемою:



Відомо, що за звичайних умов реакція (16.2г) — зворотний β -розпад — не відбувається, оскільки нейтрон на 0,1378% масивніший за протон. Проте, коли швидкості електронів наближені до швидкості світла, їх енергії достатньо для перебігу цієї реакції.

Оскільки нейтрони — нейтральні частинки, то вони допускають щільнішу упаковку, ніж заряджені частинки. Тому слід очікувати, що середня густина нейтронних зір близька до густини ядерної матерії. А враховуючи, що маса ядра надгіганта близька до межі Чандрасекара, отримуємо оцінку для радіуса нейтронної зорі:

$$R \approx 12(M_{\odot}/M) \text{ (км)}. \quad (16.3)$$

Як випливає з теорії, тиск тепер уже виродженого нейтронного газу може відновити рівновагу зорі, якщо її маса не перевищує $2\text{--}3M_{\odot}$. Така невизначеність верхньої межі маси для нейтронних зір зумовлена тим, що хоча за своєю формою рівняння стану релятивістськи виродженого нейтронного газу виглядає так само, як і рівняння стану релятивістськи виродженого електронного газу (яке є точним), через істотний вплив сильної взаємодії нейтронів залежність $P \propto \rho^{4/3}$ має лише якісний зміст.

Отже, маса нейтронної зорі не може бути більшою за $2\text{--}3M_{\odot}$ — це так звана *межа Оппенгеймера–Волкова* (1939 р.). Густина в центрі нейтронної зорі становить 10^{18} кг/м³, температура в її надрах сягає мільярдів кельвінів. Якщо усередині нейтронної зорі речовина за таких умов має усі властивості

нейтронної рідини, то на її поверхні вона нагадує тверде тіло. Вважають, що нейтронна зоря оточена твердою кристалічною корою, товщиною близько одного кілометра, над якою розташований надзвичайно тонкий шар атмосфери з протонів та електронів. Товщина атмосфери не перевищує кількох метрів.

Існування нейтронних зір передбачив теоретично Л. Д. Ландау у 30-х роках минулого століття. Підтвердилося ж воно у 1967 р., коли відкрили пульсари, що є намагніченими нейтронними зорями, які надзвичайно швидко обертаються навколо своїх осей (див. підрозділ 19.5).

16.4. Поняття про чорні діри

Можливість існування *чорних дір* впливає із загальної теорії відносності. З іншого ж боку, теорія еволюції зір веде до висновку, що чорні діри є наслідком, зокрема, еволюції тих зір, маса яких у двадцять і більше разів перевищує сонячну.

У загальній теорії відносності немає поняття сили. Проте, якщо її ідеї перевести на мову класичної механіки, то замість рівняння (6.2) для закону всесвітнього тяжіння отримуємо вираз:

$$F = \frac{GMm}{r^2 \sqrt{1 - R_G/r}}, \quad (16.4)$$

де

$$R_G = \frac{2GM}{c^2}. \quad (16.5)$$

є *гравітаційний радіус тіла*, або *радіус сфери Шварцшильда*; M — маса силового центра; m — маса пробної частинки.

Як бачимо, у класичній механіці сила гравітаційної взаємодії двох тіл $F \rightarrow \infty$, якщо відстань між ними $r \rightarrow 0$. З урахуванням же ефектів загальної теорії відносності $F \rightarrow \infty$, коли $r \rightarrow R_G$. І *чорна діра* — це об'єкт, на «поверхні» якого сила тяжіння має нескінченно велике значення. Тому жодна частинка, жоден квант випромінювання не може вирватися назовні з цього об'єкта. Тож є і таке визначення: чорною дірою називають область простору-часу, в якій гравітаційне поле настільки сильне, що не дає змоги навіть квантам світла її покинути. З формули (16.5) випливає, що для $M = M_\odot$ величина R_G дорівнює 3 км, в усіх інших випадках $R_G = 3(M/M_\odot)$ км.

Із чорними дірами пов'язано кілька важливих ефектів. Передусім, якщо справді речовина звичайної зорі стискається і провалюється під сферу Шварцшильда, то з погляду далекого спостерігача її поверхневий шар перетне цю сферу в нескінченно далекому майбутньому (тому деякий час навіть використовували такий термін як «застиглі зорі»). Тим часом уявний мандрівник, який перебував би на згаданій поверхні, перетне цю сферу за невеликий відрізок часу (у своїй власній системі відліку).

Особливо цікавим є випадок, коли чорна діра швидко обертається навколо своєї осі. Тоді виділяють її *межу стійкості* — своєрідну зовнішню межу (її ще називають *поверхнею нескінченного червоного зміщення*), ближче якої немає стаціонарних орбіт. І окремо *горизонт подій* — умовну поверхню, з-під якої жодна інформація не може передаватися назовні (сфера Шварцшильда для чорної діри, що не обертається навколо своєї осі). Між ними виділяють область, яку названо *ергосферою*. І тут можлива ситуація, за якою частинка речовини, потрапивши в ергосферу, розділиться на дві, одна з яких провалюється за горизонт подій, інша вилітає назад з енергією, що значно перевищує початкову (*ефект Пенроуза*).

Такий процес відбувається у вакуумі завжди: віртуальні частинки з'являються парами (частинка–античастинка) і майже одразу зникають (анігілюють). Поблизу ж чорної діри, яка має певне електричне поле, одна з породжених частинок може провалитися в чорну діру, тоді як інша — залишитись назовні у реальному стані. Цей процес може призводити до *випаровування чорної діри* (Ст. Гокінг, 1974 р.).

Можливо, що чорні діри і є найпростішими космічними об'єктами у Всесвіті. Адже незалежно від обставин утворення, будови і особливостей того космічного тіла, з якого утворюється чорна діра, вона може характеризуватися, як максимум, всього трьома параметрами: масою, моментом імпульсу і електричним зарядом (цю особливість Дж. Уїлер — автор терміну «чорна діра» — образно охарактеризував так: «Чорні діри не мають волосся»).

Теоретичні оцінки показують, що кількість чорних дір у Галактиці може досягати сотень мільйонів. Проте виявити цей об'єкт можна лише у випадках, коли він є або компонентом *подвійної системи*, або *гравітаційною лінзою*. Тут може відбуватися обмін масою між компонентами (див. підрозділ 17.6). І якщо з оболонки звичайної зорі газ перетікає в напрямку до чорної діри, то в її полі тяжіння він буде рухатися спіральними траєкторіями і стрімко розігріватися завдяки силам тертя. Температура такого газового диска сягає десятків мільйонів кельвінів. Тому цей об'єкт стає джерелом потужного рентгенівського випромінювання.

Вже відомо декілька кандидатів у чорні діри. Найімовірнішим вважають невидимий компонент подвійної системи — потужне джерело рентгенівського випромінювання Лебідь X-1. Видимий компонент системи — надгігант спектрального класу В0. Маса невидимого об'єкта перевищує $6M_{\odot}$, тобто вона більша за граничні значення Чандрасекара та Оппенгеймера–Волкова, а, отже, у цьому випадку найімовірніше йдеться про чорну діру.

Ще два приклади — подвійні системи V404 Лебеда і V616 Однорога. За оцінками маса невидимого компонента V404 Лебеда перевищує $6M_{\odot}$, а для компонента V616 Однорога вона ймовірно є у межах від $3M_{\odot}$ до $16M_{\odot}$.

Вважають, що надмасивні чорні діри можуть формуватися у центральних зонах галактик і кулястих зоряних скупчень — внаслідок злиття багатьох зір у ділянках їх високої просторової концентрації.

Розділ 17

КРАТНІ ЗОРЯНІ ТА СУБЗОРЯНІ СИСТЕМИ. ПЛАНЕТНІ СИСТЕМИ

17.1. Загальні характеристики кратних систем

Подвійною і взагалі *кратною зоряною (субзоряною) системою* називають гравітаційно зв'язану систему з двох або більше компонентів зоряної (субзоряної) природи, що обертаються навколо спільного центра мас. Такі системи можуть також мати як компоненти: субзорі, білі карлики, нейтронні зорі або чорні діри. Системи, що не містять зір, а складаються виключно з двох і більше субзір, відносять до *субзоряних*. Компонентами поодиноких зір та субзір, кратних зоряних та субзоряних систем можуть бути планети, які утворюють *планетні системи*.

Вважається, що в Галактиці близько половини зір є подвійними і кратними системами. Усього вже відомо більше 120 000 подвійних і кратних систем. Взагалі, до стійких кратних відносять системи, в яких може налічуватися менше десяти–двадцяти компонентів. Такі системи підкоряються правилу: чим більше в них компонентів, тим менше таких систем. Наприклад, серед очікуваних ≈ 500 зір і субзір в оточенні Сонця на відстані до 10 пк виявили тільки одну зоряну систему, що налічує 6 компонентів (V1054 Змієносця), до складу якої входять 4 зорі та дві субзорі. За кількості більшої, ніж 10–20 зір і субзір та сумірними відстанями між ними, говорять про *зоряне скупчення*.

Якщо компоненти кратної зорі видно в телескоп, то її називають *візуальною кратною системою*. Найбільш розповсюджені серед них візуально-подвійні зорі.

Не всі зоряні системи, які здаються подвійними, складаються з фізично зв'язаних між собою компонентів. Серед них є *оптично подвійні*. У цьому випадку зорі перебувають на різних відстанях від спостерігача і всього лише проєктуються на небесну сферу в одному напрямку, однак фізично вони між собою ніяк не зв'язані. Кутові відстані між компонентами оптичних подвійних зір дорівнюють кільком мінутам дуги. Наприклад, для зоряної системи α Терезів (блиск компонентів $5,3^m$ і $1,9^m$) — $230''$, для системи α Козорога (блиск компонентів $4,3^m$ і $3,8^m$) — $380''$.

Як показує статистичний аналіз, імовірність того, що дві видимі незброєним оком і фізично не зв'язані між собою зорі випадково перебувають на кутовій відстані одна від одної, меншій від $10''$, дорівнює лише $4 \cdot 10^{-6}$, тобто з 6500 зір, які видно незброєним оком на небі, не буде й двох, що випадково були б розташовані на такій малій кутовій відстані.

На питання, чи є конкретна система фізично зв'язаною чи лише оптично подвійною, відповідають після детального дослідження наявності орбітального руху компонентів навколо спільного центра мас, а також спільного руху компонентів системи у просторі.

Прикладом кратної зорі є Кастор (α Близнят). У невеликий телескоп її видно як візуально-подвійну, причому відстань між компонентами дорівнює $2''$. Спектральний клас обох зір A0, їхні зоряні величини $2,0^m$ і $2,9^m$, період обертання системи навколо спільного центра мас близько 420 років. На відстані приблизно $73''$ від цієї пари розташована зоря величини $9,0^m$ спектрального класу M0, яка, як впливає з вивчення руху цих зір у просторі, фізично зв'язана зі згаданою подвійною системою. Період обертання третього компонента навколо спільного центра мас досягає 1000 років. Детальний аналіз спектрів зір цієї системи показав, що кожен із компонентів у свою чергу також є подвійною. Отже, зоря Кастор — система із шести зір.

Компоненти подвійних систем рухаються відповідно до законів Кеплера: обидві зорі у кожній системі описують у просторі подібні (тобто з однаковими ексцентриситетами) еліптичні орбіти навколо спільного центра мас. Такою самою орбітою за сплюснутістю буде орбіта зорі-супутника S_2 , якщо її рух розглядати у такій системі координат, де головна зоря (як правило, більш яскрава) S_1 є нерухомою (рис. 17.1). Тоді велика піввісь a орбіти зорі-супутника дорівнює сумі великих півосей a_1 та a_2 орбіт руху обох зір навколо спільного центра мас. Точку орбіти супутника, в якій він буде найближче до головної зорі, називають *периастром* (Π), протилежну — *апоастром* (A). Для характеристики цього руху, аналогічно як і для опису руху планет навколо Сонця, використовують шість кеплерівських елементів. Це — велика піввісь орбіти a , ексцентриситет e , нахил площини орбіти i до картинної площини, перпендикулярної до променя зору спостерігача, позиційний кут p вузла орбіти, відлічений від напрямку на північний полюс світу (тут завжди береться кут, менший за 180°), довгота ω периастру,

відлічена в площині орбіти від висхідного вузла Ω , і момент T проходження зорі S_2 через периастр. Проте на відміну від характеристик орбітального руху планет Сонячної системи для повного опису додають ще сьомий елемент — період обертання P супутника навколо головної зорі. Для планетної системи дійсно достатньо шести елементів, оскільки період і велика піввісь пов'язані третім законом Кеплера. Однак у випадку подвійних зір у третій узагальнений закон Кеплера входить сума мас компонентів, яка, зазвичай, невідома. Для її визначення (а це, як правило, і є головною метою) необхідно розглядати P і a як незалежні параметри.

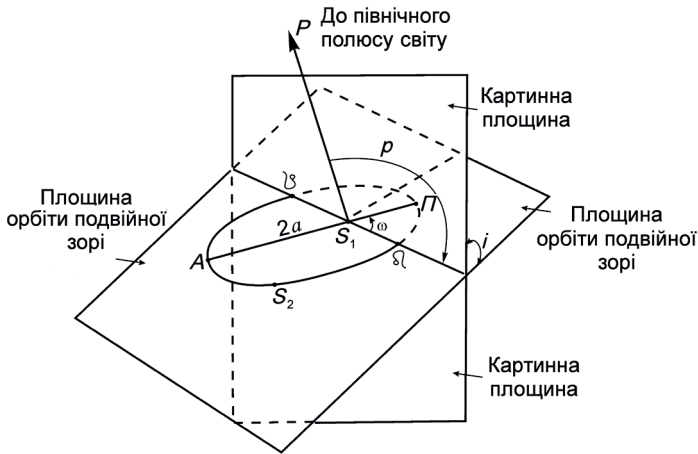


Рис. 17.1. Елементи орбіти компонента подвійної зорі. За центр системи координат обрано положення головного компонента S_1

Подвійність окремих тісних систем, компоненти яких не видно окремо, можна виявити фотометрично, якщо кут i близький до 90° і спостерігач може зафіксувати періодичне затемнення зір одна одною під час їх орбітального руху. Такі системи називають *затемнювано-змінними* (*затемнювано-подвійними*). В інших випадках подвійність може виявлятися за періодичними зміщеннями ліній у спектрі зорі, які є наслідком ефекту Доплера, спричиненого рухом компонентів навколо центра мас. Такі об'єкти названо *спектрально-подвійними* системами.

17.2. Візуально-подвійні зорі

Головну зорю у подвійній системі прийнято позначати літерою А, її супутника, який має меншу масу, — літерою В. У випадку кратних систем додають позначення наступними літерами С і т. д.

Уже зареєстровано приблизно 70 000 візуально-подвійних систем, подвійність яких виявили в результаті безпосередніх спостережень за допо-

могою телескопічної техніки. Щоправда, лише для трохи більше, ніж 2400 з них вдалося визначити орбітальні рухи і надійно обчислити елементи орбіт. Серед них є такі, в яких компоненти мають досить короткий період орбітального руху (наприклад, для зорі ϵ Кита період становить 2,62 р.), і є такі, де період вимірюється тисячами, десятками і навіть сотнями тисяч років. Для більшості ж відомих систем він є у межах від десятків до сотень років.

Спостереження, проведені упродовж багатьох десятків років, дають змогу намалювати видиму орбіту зорі-супутника. Як це видно з рис. 17.1, вона насправді є проекцією справжньої орбіти на картинну площину. І тут передусім виникає проблема визначення кута нахилу i , який можна знайти, якщо спостерігаються обидві зорі системи. Досліджуючи положення головної зорі, її відхилення від фокуса еліпса видимої орбіти та застосовуючи нескладні геометричні міркування, визначають як кут нахилу i , так і довготу периастроу ω . Елементи орбіти P , T і p знаходять безпосередньо зі спостережень. Для обчислення справжнього значення великої півосі еліпса a , якщо відома її спостережувана величина a' , застосовують формулу:

$$a' = a\sqrt{1 - \sin^2\omega \sin^2 i}. \quad (17.1)$$

Параметри a' і a обчислюють у кутовій мірі. Для переходу до лінійних розмірів потрібно знати відстань до системи.

Однією з найвідоміших кратних систем є зоря α Кентавра (її схилення $\delta = -60^\circ 50'$, тож із території України її не видно). Тут компоненти А та В обертаються навколо спільного центра мас із періодом $P \approx 80$ років (рис. 17.2), перебуваючи на кутовій відстані від $2''$ до $24''$ один від одного (зараз ця відстань дорівнює $4,5''$). Видима зоряна величина системи $-0,28^m$, причому видима зоряна величина компонента А дорівнює $-0,01^m$, а для компонента В вона становить $1,34^m$. Це зорі спектральних класів G2V і K1V (зверніть увагу на те, що α Кентавра А має той самий спектральний клас і клас світності, як і Сонце). На кутовій відстані $2,2^\circ$ від цієї системи двох зір виявили слабку зорю $11,05^m$ — холодний червоний карлик, який фізично пов'язаний з ними, тобто — це третій компонент С системи α Кентавра. Слід зазначити, що компоненти зоряної системи α Кентавра мають найбільші паралакси з усіх зір. Оскільки з її трьох компонентів С є найближчий до Сонця, то він одержав власну назву — Проксима, тобто «найближча» (зоря). Період обертання цього холодного червоного карлика навколо центра мас системи оцінюють у 10 000 років. Зоря α Кентавра має ще й власну назву — Рігель Кентаврус (інша назва — Толіман). Тоді Проксима — це компонент Рігель Кентаврус С.

Сьогодні за допомогою такого потужного методу як зоряна оптична інтерферометрія є технічно можливим виявляти і досліджувати навіть окремі компоненти подвійних і кратних зір, якщо кутова відстань між ними

дорівнює усього $0,024''$ (так, наприклад, нещодавно була відкрита подвійність зорі α Андромеди).

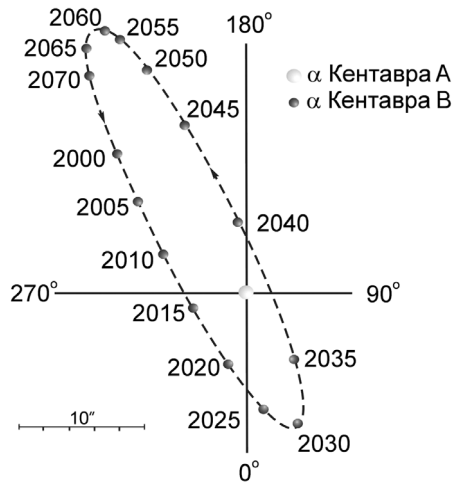


Рис. 17.2. Видима орбіта візуально-подвійної зорі α Кентавра з періодом 79,92 років. Положення компонента В відносно компонента А дається на кілька наступних десятиліть років

17.3. Затемнювано-подвійні зорі

Затемнювано-подвійними, або *затемнювано-змінними* названо такі тісні пари зір, видима зоряна величина яких (поодинокі їх не видно) ритмічно змінюється внаслідок періодичного, під час орбітального руху, затемнення одного компонента іншим. (Річ ясна, для спостерігача на Землі подвійна зоряна система буде затемнювано-змінною, якщо промінь зору становить малий кут із площиною її орбіти, тобто $i \approx 90^\circ$). Затемнення може бути повним, зокрема центральним, або частковим. Графічне зображення зміни видимої зоряної величини системи з часом називають *кривою блиску*. Момент часу, коли система має найменшу (або найбільшу) видиму зоряну величину називають *епохою максимуму* (відповідно *мінімуму*). Різниця зоряних величин у мінімумі і максимумі називається *амплітудою*, проміжок часу між двома послідовними максимумами чи мінімумами — *періодом затемнювано-змінної*. Зоря, що має більшу світність, є головною, а слабкіша — її супутником.

За особливостями кривих блиску затемнювано-змінні зорі ділять на кілька груп або типів. Опишемо три основних.

Зорі типу Алголя (β Персея). Представником цього типу є зоря Алголь, яка упродовж 2,5 днів зберігає майже незмінний блиск $2,1^m$, потім за 5 год поступово слабшає до $3,4^m$, і після цього за такий самий час збільшує свій блиск до початкового. Разом із головним мінімумом блиску існує

неглибокий вторинний мінімум. Компоненти Алголя — це зорі спектральних класів В8V (головний) і К2III (другий) з масами $3,7M_{\odot}$ і $0,8M_{\odot}$ відповідно. Періоди зміни блиску систем типу Алголя перебувають у широкому діапазоні: від кількох годин до 10 000 діб і більше.

Зорі типу β Ліри. У затемнювано-змінних цього типу упродовж одного періоду бувають два мінімуми різної глибини (глибший — головний, мілкіший — вторинний), причому зміна блиску відбувається досить плавно. Типовою тут є зоря β Ліри. Її максимальний блиск $3,25^m$, блиск у головному мінімумі досягає $4,36^m$, між двома головними мінімумами спостерігається вторинний мінімум, коли зоря досягає величини $3,85^m$. Особливість кривої блиску системи типу β Ліри пояснюється еліпсоїдальною формою компонентів, яка виникає внаслідок сильної припливної гравітаційної взаємодії між ними. Значну роль відіграє також і газовий потік між компонентами, які відрізняються за своїми властивостями (радіусами та ефективними температурами) і еволюційним статусом.

Зорі типу W Великої Ведмедиці. Криві блиску цих зір подібні до кривих блиску затемнювано-змінних типу β Ліри, однак головний і вторинний мінімуми майже однакові за глибиною. Це свідчить про те, що обидва компоненти в затемнювано-подвійних системах цього типу схожі за властивостями. Справді, у самої зорі W Великої Ведмедиці обидва компоненти належать до спектрального класу F8V. Компоненти затемнювано-подвійних систем цього типу перебувають у безпосередньому контакті. Періоди зміни блиску зір типу W Великої Ведмедиці не перевищують однієї доби.

Затемнювано-змінні зорі загалом позначають літерою E (від лат. *eclipsis* — затемнення), конкретніше — підгрупу затемнювано-змінних типу Алголя позначають EA, типу β Ліри — EB, типу W Великої Ведмедиці — EW.

На рис. 17.3 показані криві блиску типових представників для вказаних трьох груп і наведені схеми процесу затемнювання компонентів.

Сьогодні відомо понад 44 000 затемнювано-подвійних систем з періодами від хвилин до десятків років. Аналіз кривої блиску затемнювано-змінної зорі дає змогу визначити елементи орбіти системи. За тривалістю мінімумів блиску обчислюють радіуси компонентів, виражені в частках великої півосі орбіти. Під час повних затемнень за відношенням глибин мінімумів знаходять відношення світностей компонентів, а за відомої відстані до системи й абсолютні значення світностей. Якщо ж зоря при цьому спостерігається і як спектрально-подвійна (див. підрозділ 17.4), то визначають також масу кожного компонента окремо.

Особливу увагу фахівці надають затемнювано-подвійним системам, в яких один із компонентів є червоним гігантом або надгігантом, а інший — зорею головної послідовності. Типовим прикладом такої групи зір є Візничого (період $P = 27$ років). Головна зоря системи — надгігант спектрального класу F0, супутник — ймовірно зоря спектрального класу B0–B5.

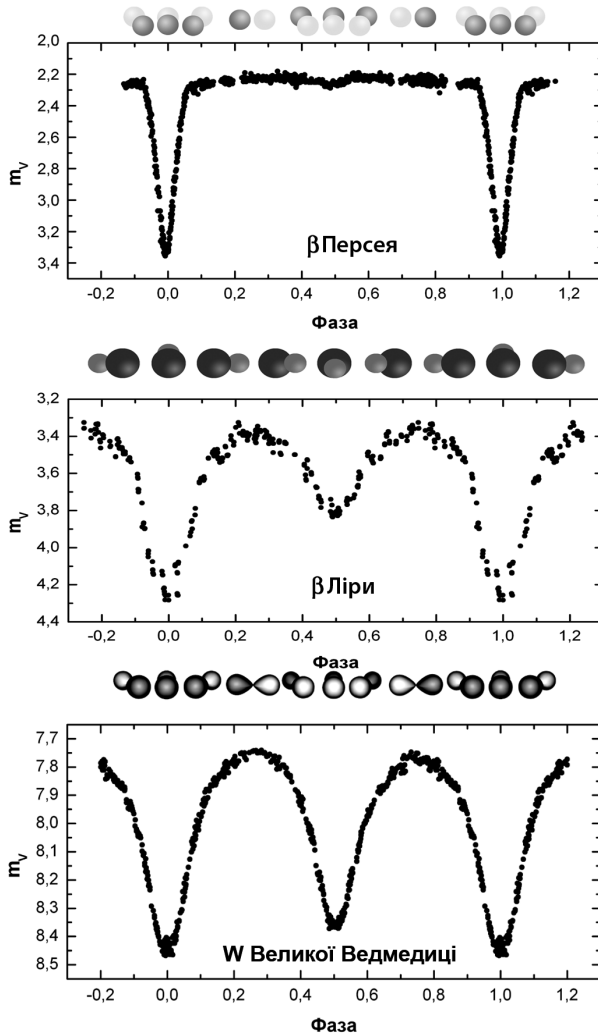


Рис. 17.3. Криві блиску затемнювано-подвійної зорі Алголь (період зміни блиску $P = 2$ доби 20 год 49 хв), β Ліри ($P = 12$ діб 21 год 56 хв) і W Великої Ведмедиці (період зміни блиску близько 8 годин) та схеми руху їхніх компонентів

17.4. Спектрально-подвійні зорі

У 1889 р. в спектрах деяких зір було виявлено періодичні зміщення ліній в обидва боки від їхнього середнього положення. Йдеться про фізично подвійні зорі, компоненти яких перебувають на кутовій відстані один від одного, меншій від кількох сотих часток кутової секунди, так що, за деякими винятками, їх не видно окремо навіть під час спостережень за допомогою спеціального обладнання потужних телескопів.

Зорі, подвійність яких визначають лише на основі спектральних спостережень, названо *спектрально-подвійними*. Очевидно, що зміщення ліній у спектрі подвійної системи буде спостерігатися лише в тому випадку, коли площина, в якій розташовані орбіти компонентів, не збігається з картинною площиною, тобто коли кут, утворений променем зору з площиною орбіт компонентів системи, не дорівнює 90° , оскільки рух того чи іншого компонента виявляють завдяки ефекту Доплера (див. підрозділ 8.6).

Вимірюючи зміщення ліній $\Delta\lambda/\lambda$ у фіолетовий і червоний бік спектра відносно лабораторних довжин хвиль цих ліній, визначають *променево швидкість* компонентів подвійної системи. Залежність променевої швидкості зорі від часу, зображену графічно, називають *кривою* (тобто кривою зміни) *променевої швидкості*. Її форма залежить від двох параметрів — ексцентриситету орбіти e і довготи периастру ω відносно висхідного вузла (рис. 17.4). Тому за її аналізом вдається визначити комбінацію обох згаданих параметрів або й кожен з них окремо. Обчислюють також період обертання системи, момент проходження зорі-супутника через периастр і проекцію великої півосі на промінь зору. Це дає змогу визначити суму мас компонентів і масу кожного з них окремо (див. підрозділ 17.5).

Однак цей аналіз надійний лише у випадку, коли нахил орбіти $i = 90^\circ$. Якщо ж для системи маємо $i \neq 90^\circ$, то знайдене зі спостережень значення променевої швидкості v_r пов'язане з істинною швидкістю v очевидним співвідношенням $v_r = v \sin i$. Множник $\sin i$ вносить істотну невизначеність у всі подальші результати. Визначити його зі спектроскопічних спостережень не можна.

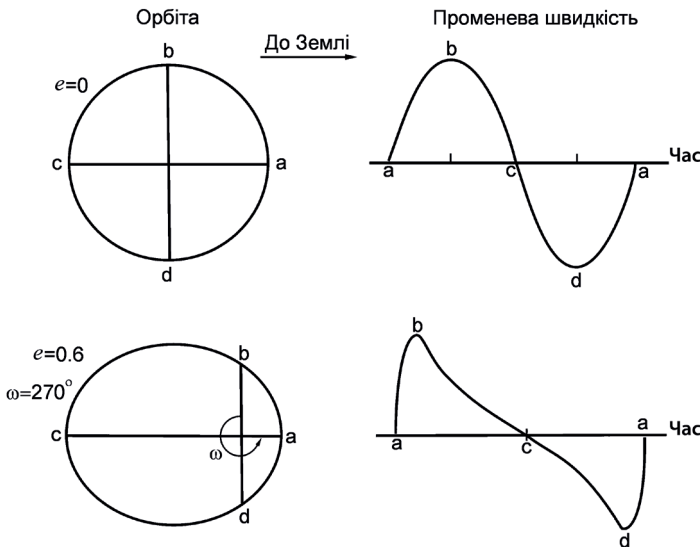


Рис. 17.4. Криві променевої швидкості залежно від форм та орієнтації орбіт спектрально-подвійних зір

Розглянемо окремий випадок, коли промінь зору спостерігача перебуває у площині орбіти подвійної системи (рис. 17.5). Кожен із компонентів, обертаючись навколо центра мас системи, то наближається до спостерігача, то віддаляється від нього. Унаслідок ефекту Доплера в першому випадку лінії у спектрі зорі будуть зміщені до фіолетового кінця спектра, у другому — до червоного, причому період цих зміщень дорівнює періоду обертання P . Для спрощення розглянемо подвійну систему зір з однаковими масами й ідентичними орбітами, але прийнемо, що світність компонента «2» дещо менша за світність головної зорі «1», тому лінії в його спектрі теж слабкіші від ліній головного компонента. У момент часу «I» головний компонент віддаляється від спостерігача і його лінії зміщені в червоний бік спектра. В цей самий час другий компонент наближається до спостерігача, отже, його лінії зміщені до фіолетового боку спектра, тож тоді у спектрі у цей час можна спостерігати пари ліній, які належать обом компонентам. Природно, вони зміщенні одна відносно іншої. На етапі «III» картина змінюється на протилежну. А ось на етапах «II» і «IV» для обох компонентів проекція просторової швидкості на промінь зору дорівнює нулю, а отже, положення їх ліній в спектрі збігаються.

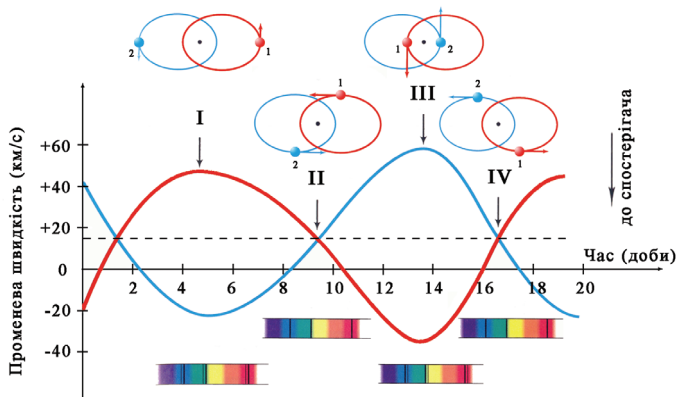


Рис. 17.5. Схема зміни променевої швидкостей у системі спектрально-подвійної зорі і періодичного зміщення спектральних ліній (внизу). Обидві зорі тут мають однакові маси, отже, амплітуда коливань променевої швидкості буде однаковою. Римські числа позначають відповідність спектрів положенню зір на їх орбітах. Горизонтальна штрихова лінія позначає променево швидкість руху центра мас системи відносно спостерігача

Якщо блиск компонентів відрізняється істотно (різниця у зоряних величинах $\Delta m \geq 2,5^m$), то в спектрі спостерігатимуться лінії лише головного компонента. Тоді замість роздвоєння ліній (фактично зміщення спектральних ліній кожного з компонентів у протилежних напрямках спектра) буде періодичне зміщення ліній головного компонента то в один, то в інший

бік спектра. Амплітуда цього коливання буде тим менша, чим більша маса головної зорі порівняно з масою її супутника.

Уже відомо більше 6800 спектрально-подвійних зір. Їхні періоди становлять від 1,3 год (BD+42 501) до 320 років (GW Терезів). Приблизно для 1000 з них вдалося отримати криві променевих швидкостей і визначити орбіту.

Сьогодні все більше кратних зоряних систем досліджують за допомогою великих телескопів з надчутливою приймальною апаратурою, а також новітніх методів реєстрації і комп'ютерної обробки астрономічних зображень. Okремо тут необхідно згадати такий потужний метод спостережень, як астрономічна спекл-інтерферометрія (див. підрозділ 9.2). Він дає можливість розрізняти окремі компоненти в системах (тобто візуально бачити їх на комп'ютерному зображенні), які розташовані на надзвичайно малій кутовій відстані. Наприклад, у такий спосіб були отримані зображення компонентів системи о Лева (кутова відстань між компонентами $0,029''$, період орбітального руху $P = 14,6$ діб), також двох яскравих компонентів α Візничого (Капелла, кутова відстань $0,05''$, $P = 104$ доби). Отже, сьогодні ці зорі вже можна умовно віднести до класу візуально-подвійних, хоча ще нещодавно їх вважали спектрально-подвійними.

17.5. Визначення мас компонентів подвійних систем

Практично єдиним надійним методом визначення маси зорі є дослідження подвійних систем. Якщо дві зорі з масами M_A і M_B обертаються навколо спільного центра мас по еліптичних орбітах (див. рис. 17.6), так що a_A і a_B — величини великих півосей цих орбіт, $a = a_A + a_B$ — середня відстань між зорями, P — період обертання, то усі перелічені тут параметри пов'язані між собою третім узагальненим законом Кеплера:

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G(M_A + M_B)}{4\pi^2}. \quad (17.2)$$

Для подвійної зорі справедливе і таке співвідношення:

$$\frac{M_A}{M_B} = \frac{a_B}{a_A}. \quad (17.3)$$

Отже, спостереження візуально-подвійних зір, для яких вдається визначити період P , велику піввісь орбіти a (у секундах дуги), паралакс і положення центра мас, дають змогу обчислити масу кожного з компонентів

системи. Справді, спостережуване значення півосі a у кутових одиницях дає змогу знайти цю характеристику загальної орбіти, виражену в а. о., якщо відомий паралакс системи, а потім з (17.2) визначити сумарну масу ($M_A + M_B$). Невідомі a_A і a_B можна отримати, якщо зі спостережень відомі значення максимального кутового відхилення від спільного центра мас для кожного компонента системи, а також її паралакс. Таким чином вдається знайти відношення мас, а потім і індивідуальні маси компонентів. Проте, слід зазначити, що це завдання надзвичайно важке, і дотепер таким способом надійно визначено маси тільки для близько 200 зір.



Рис. 17.6. Орбіти компонентів подвійної системи; прийнято, що маса головного компонента більша за масу зорі-супутника

Приблизно ще для такої ж кількості зір вдалося обчислити масу, досліджуючи криві променевих швидкостей спектрально-подвійних систем, якщо у спектрі спостерігаються лінії обох компонентів. Тут, однак, якщо зоря не є одночасно затемнювано-подвійною (а лише у цьому випадку можна стверджувати, що кут i є близьким до 90° , а отже, можна вважати, що $\sin i \approx 1$), то масу можна визначити тільки з точністю до множника $\sin i$. Справді, вимірюючи променеву швидкість у кожній точці орбіти (у кожній фазі) і проводячи відповідні обчислення, можна побудувати еліпс у площині з $i = 90^\circ$, який буде проекцією реальної орбіти зорі на цю площину. І якщо a' — велика піввісь орбіти, яка обчислена за спостереженнями, a — справжнє її значення ($a = a_A + a_B$), то очевидно, що $a' = a \sin i$. Далі, якщо K_A, K_B — півамплітуди променевих швидкостей компонентів А і В (у теорії спектрально-подвійних зір під амплітудою традиційно розуміють повний розмах значень променевої швидкості — від мінімального до максимального), e — ексцентриситет їхніх орбіт під час руху навколо спільного центра мас, P — період, то з теорії еліптичного руху випливає, що

$$\begin{aligned} \alpha_A \sin i &= 1,375 \cdot 10^4 (1-e^2)^{1/2} K_A P, \\ \alpha_B \sin i &= 1,375 \cdot 10^4 (1-e^2)^{1/2} K_B P, \end{aligned} \quad (17.4)$$

$$\frac{K_A}{K_B} = \frac{M_B}{M_A}. \quad (17.5)$$

У системі координат, пов'язаній з компонентом А, матимемо

$$\alpha \sin i = 1,375 \cdot 10^4 (1 - e^2)^{1/2} KP, \quad (17.6)$$

де $K = K_A + K_B$. У формулах (17.4) і (17.6) a , K_A і K_B , P виражені у км, км/с і добах відповідно.

Записавши рівняння третього узагальненого закону Кеплера для Землі в її русі навколо Сонця, поділивши на нього рівняння (17.2) для подвійної системи (при цьому потрібно зробити перехід від а. о. до км, а від років до діб), знехтувавши масою Землі у порівнянні з масою Сонця та використавши співвідношення (17.6), а потім (17.5), отримуємо

$$\begin{aligned} M_A \sin^3 i &= 1,039 \cdot 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} K^2 K_B P, \\ M_B \sin^3 i &= 1,039 \cdot 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} K^2 K_A P, \end{aligned} \quad (17.7)$$

де праворуч усі величини відомі зі спостережень, а маси компонентів виражені в одиницях маси Сонця.

Враховуючи, що

$$\frac{K}{K_A} = \frac{M_A + M_B}{M_B},$$

запишемо друге рівняння (17.7) так, щоб ліворуч опинилися лише спостережувані величини, а праворуч — маси компонентів. Матимемо

$$1,039 \cdot 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} K_A^3 P = \frac{(M_B \sin i)^3}{(M_A + M_B)^2}.$$

Функцію

$$f(M_B) = \frac{(M_B \sin i)^3}{(M_A + M_B)^2} \quad (17.8)$$

називають *функцією мас подвійної зорі*.

Результати найбільш надійних обчислень мас зір різних спектральних класів головної послідовності показано на рис. 17.7.

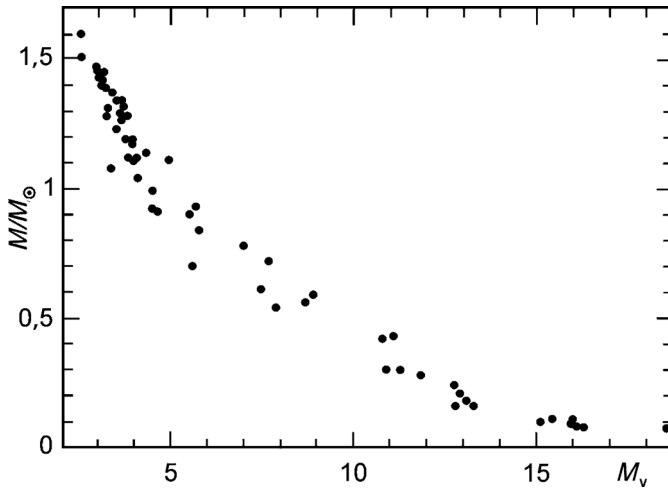


Рис. 17.7. Залежність «маса – абсолютна зоряна величина»

Вдалося виявити певну закономірність щодо розподілу зір за масами. Цей розподіл досліджують за допомогою *спектра мас*, який визначає кількість зір у певному об'ємі, що припадають на одиничний інтервал маси.

Часто спектр мас апроксимують степеневою функцією:

$$n(M) = CM^\gamma, \quad (17.9)$$

де C — деяка стала, а показник степеня γ визначають як логарифмічну похідну $n(M)$ по M за заданого значення M і називають *показником спектра мас*:

$$\gamma = \frac{\partial \lg n(M)}{\partial \lg M}. \quad (17.10)$$

Разом зі спектром мас кількість зір в одиниці об'єму в одиничному логарифмічному інтервалі мас характеризують *функцією мас* $\xi(\lg M)$ (за Солпітером). Ця функція пов'язана зі спектром мас співвідношенням:

$$\xi(\lg M) = \frac{Mn(M)}{\lg e}. \quad (17.11)$$

Введена функція мас (17.11) є статистичною характеристикою і її не слід плутати з функцією мас подвійних зір, яка є динамічною характеристикою, як впливає з формул (17.7) і (17.8).

Для зір з масами, близькими до сонячної і більшими, спектр мас $n(M)$ можна апроксимувати степеневою функцією з показником $\gamma = -2,35$. Це так званий спектр мас Солпітера (який його вперше запропонував). За такої апроксимації, зокрема, впливає, що зір з масою $M = 10M_\odot$ приблизно

у 220 разів менше, а з масою $M = 0,1M_{\odot}$ — у 220 разів більше, ніж зір з масою $M = 1M_{\odot}$.

17.6. Особливості будови тісних подвійних систем

Тісною подвійною системою називають таку пару зір, для якої відстань між компонентами сумірна з їхніми лінійними розмірами. Періоди обертання тісних пар менші 100 діб, швидкості орбітальних рухів досягають 300–350 км/с.

Під дією припливних сил зорі в тісних парах деформуються, так що кожен із компонентів набуває еліпсоїдної форми, причому припливні горби, які тут виникають, спрямовані один до одного.

Особливості будови компонентів тісних подвійних систем вивчають за допомогою теорії потенціалу (див. підрозділ 6.4). У поодинокій зорі, що не обертається, поверхня однакового потенціалу ($\varphi = GM/r$ — стала) є сферою, центр якої збігається із центром зорі. У тісній подвійній системі дві з таких поверхонь стикаються у точці L_1 — *внутрішній (першій) точці Лагранжа* (рис. 17.8), утворюючи спільну поверхню, що охоплює обидві зорі. Таку спільну поверхню називають *критичною поверхнею Роша*, а охоплений нею простір — *порожниною Роша*.

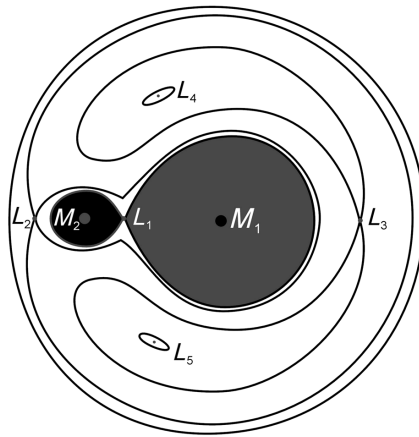


Рис. 17.8. Перетин поверхонь рівного потенціалу площиною, в якій відбувається обертання зір M_1 і M_2 навколо спільного центра мас. Вказано положення точок Лагранжа $L_1 - L_5$

Поняття про порожнину Роша дає змогу відносити тісну подвійну систему до однієї з груп, вказаних на рис. 17.9. Наприклад, системи, в яких розміри обох компонентів не досягають поверхні Роша, називають *розділеними*. Якщо один з компонентів заповнив свою порожнину Роша, систему називають *навіпрозділеною*. І нарешті, якщо обидва компоненти за-

повнюють свої порожнини Роша, систему називають *контактною*. Зоря заповнює свою порожнину Роша у процесі еволюції, коли внаслідок зміни її хімічного складу відбувається безперервна перебудова надр зорі — стиснення ядра і розбухання її оболонки.

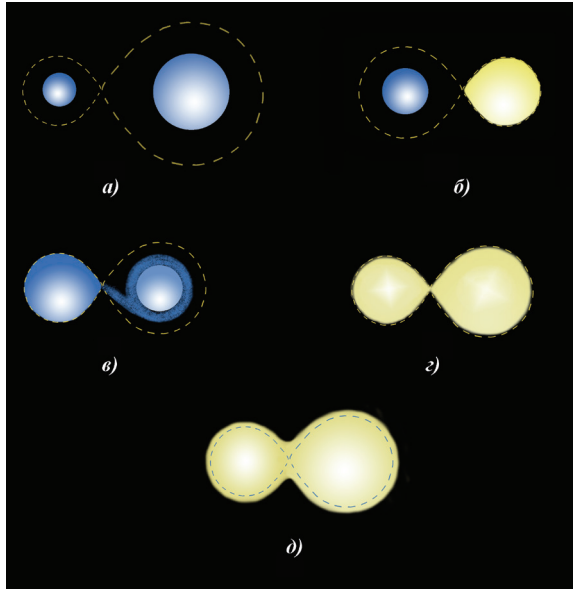


Рис. 17.9. Типи тісних подвійних систем: *a)* — розділена; *б)* — напіврозділена; *в)* — напіврозділена з газовим потоком між компонентами; *г)* — контактна; *д)* — надконтактна. Штрихові лінії вказують межі порожнин Роша

За допомогою спектральних спостережень виявили, що в напіврозділених тісних подвійних системах можуть існувати *потоки речовини*, які рухаються в напрямку до того компонента, який ще не заповнив свою порожнину Роша. А оскільки вся система обертається, то, зберігаючи свій момент імпульсу, кожна матеріальна частинка рухається по складній спіральній траєкторії. Унаслідок цього навколо зорі може утворитися протяжний *газовий диск* (рис. 17.9в).

До напіврозділених систем відносять зорі типу β Персея і β Ліри, а системи типу W Великої Ведмедиці є контактні, або надконтактні. Наприклад, у спектрі подвійної системи β Ліри, головна зоря якої є гігант і належить до спектрального класу B8, а супутник — до класу A–F, безпосередньо після головного мінімуму з’являються емісійні лінії, що свідчать про рух газу від головної зорі до супутника зі швидкістю від 80 км/с до 360 км/с. Обігнувши зорю-супутник, газовий потік проходить повз головний компонент за межі системи. Рухаючись по спіралі і утворюючи навколо системи кільце, газ поступово розсіюється у міжзоряному просторі. У цьому випадку втрата маси досить значна, вона, згідно з третім законом Кеплера, призводить до спостережуваного збільшення періоду на 19 с за рік.

В інших випадках потік речовини від зорі, яка заповнила свою порожнину Роша, утворює навколо зорі-супутника вже згаданий вище диск або кільце. Наприклад, у спектрі тісної подвійної системи U Близнят (і подібних до неї) спостерігаються яскраві емісійні лінії, ширина яких досягає кількох нм, що свідчить про рух у системі світних газових мас зі швидкостями у кілька тисяч кілометрів за секунду. При цьому безпосередньо перед мінімумом блиску послаблюється або зовсім зникає короткохвильове («фіолетове») крило спектральної емісійної лінії. І навпаки, коли затемнення закінчується, зникає її довгохвильове («червоне») крило. З цього випливає, що навколо зорі-супутника є не просто газова оболонка (у цьому випадку згадані зміни профілів ліній не спостерігалися б), а саме газовий диск, що досить швидко обертається.

Унаслідок внутрішнього тертя кінетична енергія газу в такому диску переходить у тепло. Диск нагрівається, витрачає теплову енергію на випромінювання, і речовина з диска поступово випадає на поверхню зорі-супутника. Так відбувається обмін масою між компонентами подвійної системи, який істотно впливає на їхню еволюцію (див. підрозділ 23.6).

17.7. Планетні системи. Методи пошуку екзопланет

Мабуть, досить поширеними об'єктами в Галактиці є планети в інших зір — так звані *екзопланети*, які можуть утворювати планетні системи. Офіційно перша планета була відкрита у зорі 51 Пегаса у 1995 р. (Мішель Майор і Дідьє Кело, Швейцарія). Насправді перші відкриття кількох планет трапилися раніше, проте статус екзопланет виявлені об'єкти отримали пізніше 1995 р.

До 1980-х рр. проблема пошуку планетних систем розглядалася як гіпотетична чи теоретична. Тільки астрометричний спосіб виявлення *невидимих супутників* у зір, запропонований ще Фрідріхом Бесселем, розглядався як перспективний.

Якщо поблизу зорі є невидимий супутник, то відносно зір фону рівномірно рухається не сама зоря, а центр мас подвійної системи (барицентр), а видимий компонент системи періодично відхиляється від траєкторії барицентра то в один, то в інший бік. Дослідження такого періодичного відхилення дають змогу визначити масу невидимого компонента і його відстань до головної зорі. Саме цей метод виявлення невидимих супутників зір називають *астрометричним*.

Цим методом були відкриті не тільки такі об'єкти малої світності, як білі карлики (згодом, у 1862 р., А. Кларк вперше побачив супутник Сіріуса — компонент В, передбачений за астрометричними спостереженнями Ф. Бесселя), а й запідозрене існування у зір невидимих супутників з масами сумірними з юпітеріанською.

У 1970–80 рр. була запропонована ціла низка методів пошуку екзопланет, а з середини 1990 рр. почалася їх практична реалізація. Із близько 20

запропонованих методів пошуку на сьогодні вдалося практично здійснити 6, деякими з яких відкрито не тільки екзопланети, а й субзорі. Ще двома методами реєструють *протопланетні диски* навколо зір і субзір. Ці методи пов'язані зі створенням нових технологій і нового покоління світлоприймачів, чутливих не тільки в оптичному діапазоні, а й за його межами.

Перелік методів пошуку екзопланет в околі зір (і субзір) обмежується кількома чинниками: віддаленістю спостережуваних систем, кутом нахилу орбіт екзопланет до променя зору спостерігача, масою і розміром екзопланет, масою і світністю центральних зір.

Можливості астрометричного методу не залежать від того, зоря (чи субзоря) є поодинокую, чи входить у кратну зоряну систему. Найкраща реалізація цього методу можлива за орієнтації площини планетної орбіти перпендикулярно до променя зору спостерігача. Оскільки зміщення зорі відносно барицентра системи надзвичайно малі ($< 0,05''$), то пропонувалося використовувати для розв'язання цієї задачі наземні інтерферометри або космічні астрометричні телескопи. На сьогодні є тільки одне надійне відкриття екзопланети цим методом — поблизу зорі сонячного типу HD 176051, віддаленої від Сонця на 15 пк. У цій системі гідрогено-гелієва планета з масою 1,5 маси Юпітера розташована на відстані 1,76 а. о. від центральної зорі.

Ефективним методом пошуку виявився *метод променевої швидкостей*, побудований на визначенні швидкості руху зорі навколо барицентра системи за допомогою ефекта Доплера. Ефективність методу максимальна, коли промінь зору спостерігача лежить у площині орбіти планети. За довільної орієнтації планетної орбіти ефект Доплера дає змогу визначити променеву швидкість v_r як функцію кута нахилу до променя зору спостерігача i , що призводить до обчислення маси планети з точністю до величини $\sin i$:

$$m_{\text{pl}} \sin i = v_r \left(\frac{PM^2}{2\pi G} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (17.12)$$

Для зір, подібних до Сонця, з планетою типу Юпітера і такого ж орбітального періоду, амплітуда коливань променевої швидкості становить близько 12 м/с, що накладає високі вимоги до точності спектральних спостережень. Точність вимірювання променевої швидкості сучасними спектрографами становить близько 1 м/с. Упродовж перших років пошуку екзопланет цей метод був основним. На сьогодні ним виявлено близько 20% всіх відомих екзопланет. Як приклад, на рис. 17.10 представлено криву зміни променевої швидкості для зорі 51 Пегаса, аналіз якої засвідчив наявність планети поблизу цієї зорі.

Ще більш ефективним виявився *метод транзитів*, яким виявляють планети з орбітами, площини яких майже точно збігаються з променем зору ($i \approx 90^\circ$). Цей метод дає змогу реєструвати проходження планет по диску зір завдяки зменшенню їх інтегрального блиску. Для однорідного розподілу яскравості по диску зорі радіуса R_s транзит планети радіуса R_{pl}

на тлі її диска відповідає зменшенню блиску зорі на величину відношення площ $\sim \pi R_{p1}^2 / \pi R_S^2$. Для сонцеподібних зір радіуса $\approx R_\odot$ і планет типу Юпітера та Землі, що мають радіуси $\approx 0,1R_\odot$ і $\approx 0,01R_\odot$, такі транзити ведуть до зменшення блиску на 1% і 0,01% відповідно. Приймаючи до уваги, що флуктуації блиску зір завдяки турбулентності земної атмосфери $\approx 0,01\%$, а також, що ймовірність спостереження планетних систем з ребра не перевищує 1% (оскільки тільки одна із 100–200 планетних систем орієнтована таким чином), вважалось, що такий метод не може надійно і ефективно працювати. Проте він виявився ефективним у разі його застосування за межами земної атмосфери. Наприклад, доволі успішною була робота космічного телескопа *Kepler*, який протягом 3,5 років відстежував виключно одну ділянку небесної сфери. Особливості будови цього телескопа давали змогу одночасно спостерігати близько 150 000 зір. На кінець 2016 року результати цієї місії такі: виявлено близько 4700 кандидатів у екзопланети, з яких більше 2300 набули статусу екзопланет після підтвердження їх відкриття за допомогою інших телескопів. Загалом на сьогодні цим методом вдалося відкрити близько 75% від усіх відомих екзопланет. На рис. 17.11 представлені результати спостережень за системами Кеплер 14 і Кеплер 15, які демонструють наявність там планет.

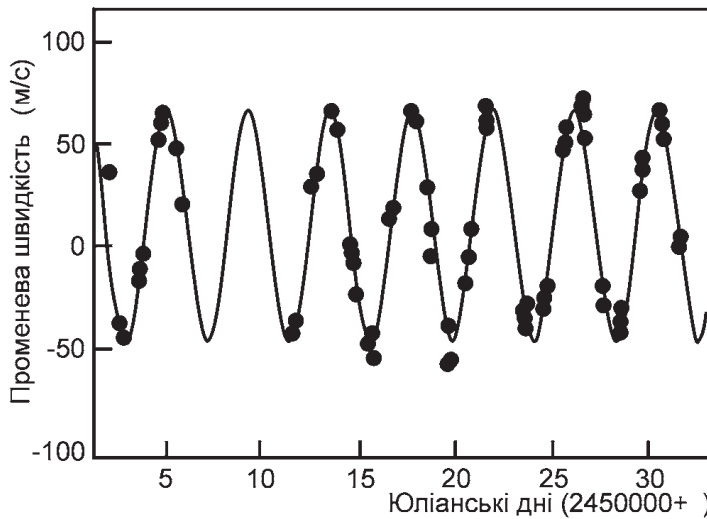


Рис. 17.10. Крива зміни променевої швидкості зорі 51 Пегаса

Метод гравітаційного лінзування — четвертий метод виявлення планет, яким відкрито близько 1,5% екзопланет. Центральна зоря планетної системи може виступати як гравітаційна мікролінза більш віддаленого джерела світла. У разі, якщо ці два об'єкти розташовуються на промені зору спостерігача, то завдяки мікролінзуванню яскравість фонові зорі (що перебуває за центральною зорею планетної системи) підвищується і

навколо неї виникає кільце Айнштейна. Якщо зоря-лінза має планету, то симетрія картини порушується, і виникає додатковий максимум на зображенні фонові зорі. Вважають, що цим методом можна відкривати планети навіть з масами, близькими до маси Марса.

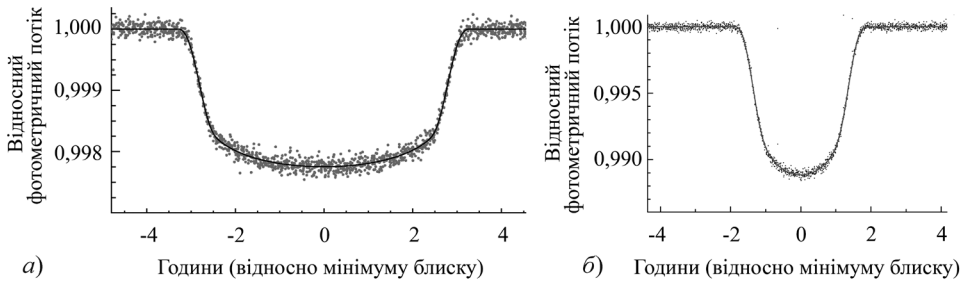


Рис. 17.11. Фотометричні профілі проходження планети на тлі диска зорі в системах Кеплер 14 (а) і Кеплер 15 (б). Зверніть увагу на масштаб по осі ординат

Метод аналізу зміни частоти змінності деяких типів змінних зір застосовують для пошуку планет переважно у пульсарів і затемнювано-подвійних систем. Опишемо цей метод стосовно виявлення планет у пульсарів. Ним відкрито приблизно 1% екзопланет у зір, що перебувають на завершальній стадії еволюції. Принцип роботи методу, як і у методі променевих швидкостей, побудований на дії ефекту Доплера. Тільки в цьому разі аналізуються зміни у частоті надходження радіоімпульсів, спричинені рухом нейтронної зорі навколо барицентра системи з планетою. Орбітальна швидкість руху пульсара v навколо центра мас визначається періодом цього руху P і відстанню пульсара від центра мас d : за умови колової орбіти $v = 2\pi d/P$. Застосовуючи для цієї системи третій узагальнений закон Кеплера і враховуючи співвідношення

$$d = a \frac{m}{m + M} \approx \frac{am}{M}, \quad (17.13)$$

де a — велика піввісь орбіти планети, M і m — маса пульсара і планети відповідно, отримуємо для зміни частоти надходження радіоімпульсів від пульсара згідно з ефектом Доплера

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c} = \left(\frac{2\pi G}{P}\right)^{1/3} \frac{m}{cM^{2/3}}. \quad (17.14)$$

Ці зміни в частоті краще всього виявляються в сантиметровому діапазоні довжин хвиль. За розрахунками цьому методу доступні для виявлення планети з масою Марса і навіть з меншою масою.

Останнім часом вдалося практично реалізувати *метод отримання прямих зображень планет*. Реалізація цього методу залежить від різниці бли-

ску між планетою і зорею Δm , що її освітлює: чим менше різниця, тим більше шансів отримати зображення екзопланети. Різниця блиску Δm залежить від сферичного альбедо A і радіуса R_{pl} планети, та великої півосі її орбітального руху a :

$$\Delta m = 2,5 \lg \left(\frac{2}{A\phi} \frac{a^2}{R_{pl}^2} \right), \quad (17.15)$$

де ϕ — фазова функція планети, що враховує геометричні чинники, пов'язані зі змінами освітленої площі планети, яку спостерігають із Землі. У разі, коли площина орбіти екзопланети перпендикулярна променю зору спостерігача, $\phi = 0,5$.

Наприклад, у випадку спостережень Сонячної системи з околу якої-небудь екзопланети найменша різниця блиску буде між Юпітером і Сонцем, і становитиме $\approx 22^m$. Така різниця занадто велика для отримання зображень таких планет у видимому діапазоні. Краща ситуація виникає для отримання зображень в ІЧ-діапазоні і за сумірних розмірах планет (гідрогено-гелієвих) і центральних джерел (червоні карлики та субзорі). Саме ці чинники сприяли тому, що на сьогодні одержані зображення 2% від загальної кількості відкритих екзопланет.

До перелічених «працюючих» методів слід додати ще два методи, якими спостерігають протопланетні диски. Першим, як і у випадку екзопланет, є метод отримання прямих зображень у видимому і, краще, в ІЧ- або міліметровому діапазонах хвиль. Другим є *метод аналізу розподілу енергії в спектрах* молодих зір і субзір, який базується на аналізі ІЧ-надлишків в їх неперервних спектрах. Зображення протопланетних дисків у видимому діапазоні, чи близькому до ІЧ-діапазону отримують шляхом маскування центрального об'єкта. В цьому разі виникає можливість достатнього накопичення світла для отримання зображення протопланетного диска. Для одержання прямих зображень в ІЧ- і міліметровому діапазонах хвиль застосовуються телескопи з великими апертурами або з використанням методу апертурного синтезу для забезпечення достатнього просторового розділення. Аналіз розподілу енергії в неперервних спектрах зір або субзір можливий, коли одержана достатня фотометрична інформація у видимому і хоча б в ІЧ-діапазонах, і є аргументи, що системи є молодими. Частіше такі об'єкти спостерігають в областях зореутворення. Прикладом саме таких систем можуть бути β Живописця, Фомальгаут, ϵ Еридана.

17.8. Властивості екзопланетних систем. Проблема SETI

На кінець 2018 року відкрито близько 3000 планетних систем з майже 4000 екзопланетами. У більш ніж 650 системах відкрито 2 і більше планетних компонентів.

В околі Сонця (ближче 10 пк) планетні системи відкрито у 23 зір (включаючи Сонце), до складу яких входить 8 планет Сонячної системи та 58 екзопланет. 60% з них належать до силікатних і силікатно-металевих планет. Це планети земного типу і так звані суперземлі (маси яких не перевищують приблизно $10M_{\oplus}$). Решта — гідрогено-гелієві (юпітероподібні) і льодяні гіганти (урано-нептунові), які трапляються приблизно в однаковому частковому відношенні.

Крім Сонячної системи найнаселенішими на сьогодні є системи зір HD 219134 та Trappist-1, до складу яких входить по 7 екзопланет. До першої з них входять 4 льодяні гіганти та 3 суперземлі, другу — населяють планети виключно з землеподібними масами. Шість екзопланет входять до складу систем Глізе 581 і віддаленого компонента С потрійної зорі GJ 667. У зорі Глізе 581 більшість планет є суперземлями, 2 — льодяними гігантами. У зорі GJ 667С всі планети — суперземлі.

До складу системи τ Кита входить 5 екзопланет, які є також суперземлями. Чотири екзопланети має тільки одна система — GJ 876, до складу якої входить дві суперземлі та по одній юпітероподібній та урано-нептуновій планеті. До складу систем Вольф 1061, GJ 876, HD 20794, 61 Vir входять по три планети. У GJ 876 і 61 Vir дві планети гідрогено-гелієві, одна — суперземля. В системах Вольф 1061 та HD 20794 — всі планети суперземлі. В системах GJ 785 та GJ 849 відкрито по дві гідрогено-гелієві планети. Суперземля та гідрогено-гелієва планети входять до складу системи GJ 433. Дві суперземлі населяють планетну систему зорі Каптейна.

Вік зорі ϵ Егі оцінюють в 500 млн років, тому два компоненти її планетної системи є, ймовірно, протопланетами з масами дещо більшою і на порядок меншою за юпітеріанську. За структурою ж ця планетна система надто нагадує Сонячну систему: має два астероїдних пояси, а планета-гігант перебуває на такій самій відстані від зорі, як і Юпітер в Сонячній системі. Виходячи з віку Фомальгаута (200 млн років), в межах його протопланетного диска також відкрито дві протопланети, які мають на сьогодні масу сумірною з землею.

По одній планеті виявлено у зір: HD 95872 (гідрогено-гелієва планета), GJ 176, GJ 674, GJ 689 та HD 102365 (льодяні гіганти), а також в одного з компонентів потрійних зір Грумбрідж 34 (у компонента А) і системи α Кентавра (у компонента С — Проксими). В цих останніх системах виявлені: в першій — суперземля, в другій — землеподібна екзопланета.

У «зоні життя» планетних систем перебуває 11 силікатних (силікатно-металевих) планет: Земля, α Cen Cb, τ Cet b, Каптейн b, Вольф 1061 b, GJ 832 b, GJ 581 d і g, GJ 667 Cc, e і f, GJ 433 b. У контексті існування позаземних цивілізацій цікаво, що вік таких систем такий: зорі Каптейна та GJ 581 — 8 млрд р., α Cen — 6 млрд р., τ Cet b — 5,8 млрд р., Сонця — 5 млрд р., GJ 667 — 2 млрд р.

Як в околі Сонця, так і поза ним, планетні системи входять до зоряних систем різної кратності. Центральними компонентами в них є і зорі, і субзорі. Це також стосується і протопланетних дисків. Прикладом є

близька до Сонця зоря AU Мікроскопа, що має наймолодший осколковий диск (протопланетний диск з речовиною, вже переробленою в результаті дії еволюційних процесів) і входить до складу потрійної системи разом з подвійною зорею AT Мікроскопа. Для усіх планетних систем, що входять до складу кратних зоряних систем виконується вимога, за якою планети і протопланетні диски перебувають в зоні, де гравітаційна дія зовнішнього компонента (чи компонентів) набагато менша за гравітаційний вплив власного центрального компонента в планетній системі.

Дещо схожою на Сонячну є планетна система у зорі 55 Рака А, яка разом з червоним карликом В утворює подвійну систему. Компонент А є сонячноподібною зорею (G8V), що розташована на відстані 12,3 пк від Сонячної системи і має вік близько 10 млрд років. Чотири планети обертаються в зоні ближче 0,8 а. о., велика піввісь орбіти п'ятої гідрогено-гелієвої планети дорівнює 5,8 а. о.

Трапляються і такі планетні системи, де в їх центрах не одна зоря, а тісна подвійна зоряна система. Оскільки такі планетні системи були відкриті космічним телескопом *Kepler*, то вони одержали відповідну назву: Кеплер 16b, Кеплер 34b, Кеплер 35b, Кеплер 47b, Кеплер 64b.

До головних особливостей, що кардинально відрізняють виявлені екзопланетні системи від Сонячної системи, можна віднести наявність гідрогено-гелієвих (юпітероподібних) планет у надзвичайній близькості до своїх батьківських зір (гарячі Юпітери з орбітальними періодами, близькими до кількох діб) та існування планетних орбіт з великими ексцентриситетами (наприклад, з $e > 0,5$).

Детальні відомості про виявлені екзопланети, їх статистику, орбітальні і фізичні характеристики можна знайти в інтерактивному каталозі екзопланет на веб-сторінці <http://exoplanet.eu>

Проблема SETI. На сьогодні мало що можна сказати про можливість існування в Галактиці планет, заселених високоорганізованими формами життя. Усі розмірковування на цю тему носять імовірнісний характер. Під час обговорення цього питання використовують найдовільніші припущення. Звичайно кількість високорозвинутих цивілізацій у Галактиці N_c визначають у вигляді добутку кількох ймовірностей (*формула* була вперше запропонована американським астрономом Френком *Дрейком*):

$$N_c = N f_1 f_2 f_3 f_4 f_5 f(\tau), \quad (17.16)$$

де $N = 4 \cdot 10^{11}$ — кількість зір у Галактиці; f_i — імовірності: f_1 — того, що зоря має планетну систему; f_2 — того, що умови на планеті придатні для зародження життя; f_3 — того, що життя на планеті виникло; f_4 — того, що це життя досягнуло розумних форм; f_5 — того, що розумне життя досягло такого рівня, за якого цивілізація здатна вступати у зв'язок з подібними до себе. І нарешті, $f(\tau)$ — деяка функція параметра τ — тривалості існуван-

ня технічно розвинутої цивілізації. Звичайно приймають $f(\tau) = \tau/T$, де $T \approx 10^{10}$ років — вік існування Галактики, а $\tau \approx 200\,000$ років, а, отже, $f(\tau) = 2 \cdot 10^{-5}$.

Планети формуються біля зір (субзір) у протопланетних дисках шляхом коагуляції (тобто злипання спочатку часточок речовини, а згодом і об'єднання планетезималей). Тому ймовірність існування планетних систем у зір і субзір пов'язують з існуванням у них на ранніх стадіях еволюції протопланетних дисків. Часу існування протопланетного диска має бути достатньо для формування у ньому планет. Цей час обмежений двома чинниками: по-перше, часом життя зорі (для масивних зір він надто малий, через що не встигають утворитися планети); по-друге, наявністю в оточенні протозорі з протопланетним диском близького компонента (у випадку подвійної або кратної зоряної системи), гравітаційне збурення від якого веде до руйнування (розсіяння) диска. Теоретичний аналіз ранніх етапів еволюції поодиноких зір і кратних систем свідчить про те, що в оточенні близько 30% зір є умови для формування планет. Це дає підстави прийняти для ймовірності наявності планетних систем у зір значення $f_1 \approx 0,3$. Отже, за очікуваної кількості зір в Галактиці (тут оцінки дещо різняться) $N \approx 400$ млрд, кількість планетних систем може сягати близько 120 млрд.

Оцінюючи ймовірність f_2 , беруть до уваги, що життя може розвиватися за наявності певної атмосфери, сприятливого теплового режиму і великих водяних басейнів. Уведено поняття *екосфери* (habitable zone) — сфери можливого існування життя навколо зорі. Швидше за все сприятливі умови для життя можуть бути навколо зір, для яких поверхнева температура лежить в інтервалі $4000\text{ К} < T < 8000\text{ К}$. Це зорі з масами приблизно від $0,4M_{\odot}$ до $2M_{\odot}$. Згідно з сучасними уявленнями про поширеність зір з різними масами, їх частка становить $f_2 \approx 0,4$. Це дає підстави для оцінки кількості планет, придатних для життя: $N \cdot f_1 \cdot f_2 \approx 48$ млрд.

Усі інші ймовірності оцінюють надто довільно. Їхні значення, які найчастіше можна зустріти в літературі, такі: $f_3 = 0,08$, $f_4 = 0,01$ і $f_5 = 1$. Отже, кількість розвинутих цивілізацій у Галактиці (добуток усіх множників) ймовірно дорівнює приблизно 800.

Варте уваги, однак, твердження відомого астронома Йосипа Самуїловича Шкловського про відсутність «космічного чуда»: якби у Галактиці була ще одна чи більше високорозвинутих цивілізацій, то ми, як мешканці Землі, мали б помітити у навколишньому Всесвіті такі явища, які неможливо пояснити дією природних процесів. Цього якраз немає. Тому Шкловський зробив висновок, що наша цивілізація є унікальною взагалі у Всесвіті. Інші астрономи розглядають це питання оптимістичніше, і на підставі наведених вище міркувань стверджують, що в нашій Галактиці все ж таки існують високорозвинуті цивілізації, середня відстань між якими вимірюється десятками тисяч світлових років, що є перешкодою для встановлення прямого контакту між ними.

Відповідно до того, як не справджувалися зусилля, спрямовані на встановлення зв'язку з іншими цивілізаціями (такі спроби ведуться з 1960 р.), змінилась сама постановка питання. Раніше наукова програма називалася так: «*Communication with ExtraTerrestrial Intelligence*» — «Зв'язок з позаземним розумом» (скорочено СЕТІ). Зараз її назва звучить реалістичніше: «*Search for ExtraTerrestrial Intelligence*» — «Пошук позаземного розуму» (SETI). Найкращий спосіб встановити контакт має бути заснований на використанні радіозв'язку в інтервалі частот 1–10 ГГц. Якраз у цьому інтервалі радіошум від процесів, що відбуваються в Галактиці, є найменшим, а тому імовірність зареєструвати слабкий сигнал від іншої цивілізації є більшою. Сьогодні кілька радіотелескопів у світі систематично «оглядають» усе небо з надією одержати сигнал розумного життя, але поки що без успіху.

Розділ 18

ПУЛЬСУЮЧІ ЗМІННІ ЗОРІ

18.1. Класифікація змінних зір

Як ми вже знаємо, затемнювано-подвійні зорі є одним із типів змінних зір. Проте причина зміни блиску тут зовнішня, пов'язана з орбітальним рухом компонентів зоряної системи. Існують і *фізично змінні* зорі, змінність блиску яких зумовлена процесами, що відбуваються в їхніх надрах і атмосферах. Дотепер відкрито і внесено в каталоги близько 50 000 фізично змінних зір. До них також умовно відносять *пульсари* та змінні галактичні джерела рентгенівського випромінювання. Природно, що з підвищенням проникної здатності телескопів і чутливості приймальної апаратури кількість відкритих змінних зір все зростає.

Перші 334 змінні зорі у кожному сузір'ї позначають однією або двома великими літерами латинського алфавіту (R, S, T, ..., Z, RR, RS, RT, ..., RZ, SS, ST, ..., SZ, TT, ..., TZ, YY, YZ, ZZ). Також використовують комбінації: AA, AB, ..., AZ, BB, BC, ..., BZ, CC, CD, ... CZ, ..., QX, QY, QZ. Ці літери ставлять перед назвою сузір'я (або скороченою назвою), наприклад, VW Дракона, UV Кита, CY Водолія, R Північної Корони (VW Dra, UV Cet, CY Aqr, R CrB). У таких позначеннях не використовується лише літера J. Існує також наступне правило — у комбінації двох літер перша не може відстояти від початку алфавіту далі, ніж друга; тобто є неможливими комбінації, наприклад, типу BA, CA, DB, HE, MI. Усі наступні змінні у сузір'ї позначаються літерою V з номером, починаючи з 335. Наприклад, V335 Лебедя, V411 Тельця, V468 Персея (V335 Cyg, V411 Tau, V468 Per)

тощо. Якщо ж раніше змінна зоря була позначена літерою грецького алфавіту, то це позначення за нею зберігають (наприклад, δ Цефея). Окремі типи змінних зір називають за зорею-прототипом (наприклад, зорі типу *W Діви*, типу *T Тельця* тощо). Змінні зорі типу δ *Цефея* називають *цефеїдами* (класичними *цефеїдами*), зорі типу *W Діви* — *віргінідами*, типу *RR Ліри* — *ліридами*.

Фізично змінні залежно від особливостей змінності ділять на дві основні групи: *пульсуючі змінні*, в яких зміни блиску зумовлені періодичним або квазіперіодичним коливанням їх радіуса і ефективної температури навколо певних середніх значень; та *еруптивні змінні*, в яких зміни блиску спричинені більш складними процесами, зокрема, пов'язаними з рапто-вим виділенням енергії внаслідок вибухоподібного процесу.

За амплітудами, тривалістю циклу та іншими особливостями кривих зміни блиску як пульсуючі, так і еруптивні змінні поділено на окремі типи. Наприклад, у групі пульсуючих зір виділяють цефеїди, віргініди, ліриди, зорі типу *RV Тельця*, довгоперіодичні змінні, напівправильні змінні тощо. До групи еруптивних зір належать зорі типу *T Тельця*, *UV Кита*, нові зорі, новоподібні, зорі типу *U Близнят* і наднові зорі.

18.2. Цефеїди, віргініди і ліриди

Для зір цих типів характерні ритмічні, з точністю доброго годинникового механізму, зміни блиску і певна залежність форми кривої блиску від періоду P . Довгий час усі ці три групи пульсуючих змінних об'єднували під назвою цефеїди. Однак і тоді був поділ на *довгоперіодичні* або *класичні цефеїди* (їхнім прототипом була зоря δ Цефея) і *короткоперіодичні цефеїди* (прототип — зоря *RR Ліри*). Виділення окремих типів «колишніх» цефеїд — лірид і віргінід — супроводжувалися певними змінами в уявленнях щодо масштабів Галактики і галактичного світу в цілому.

Цефеїди. У Галактиці зір цього типу відкрито близько тисячі. Багато цефеїд знайдено і в інших галактиках. Амплітуди зміни блиску відомих цефеїд нашої Галактики, класифікація яких не викликає сумнівів, перебувають в межах від $0,2^m$ (для унікальної цефеїди Полярної — α Малої Ведмедиці — амплітуда ще десять років тому становила приблизно $0,010^m$, нині становить $0,015^m$ і збільшується з часом) до 2^m , а періоди — від 1 до 135 діб. Цефеїди в інших галактиках часто мають періоди понад 100 діб, а в нашій же Галактиці таких об'єктів виявлено усього декілька. Середня абсолютна візуальна зоряна величина цефеїд $M = -4^m$, вони є надгігантами спектральних класів F і G (деякі цефеїди у мінімумі блиску мають спектральний клас K). Як вже було сказано, типовим представником цієї групи змінних є зоря δ Цефея, яка ритмічно змінює свій блиск від приблизно $3,5^m$ до $4,4^m$ з періодом 5,366 діб.

Залежність зоряної величини цефеїди від часу t (точніше від фази $\varphi = t/P$, де P — період пульсацій) є асиметричною: порівняно швидке зростання блиску змінюється дещо сповільненим його спадом (рис. 18.1а). У фазі з кривою блиску змінюється ефективна температура зорі (рис. 18.1б), а також її спектральний клас: у мінімумі блиску поверхня зорі холодніша, а її спектральний клас пізніший. До того ж ця особливість проявляється тим сильніше, чим більший період зміни блиску зорі. Так виявили залежність «період—абсолютна зоряна величина» для цефеїд (рис. 18.2). У деяких так званих s-цефеїд крива блиску має синусоїдальну форму, тобто є симетричною, амплітуда ж, як правило, не перевищує $0,5^m$. Типовий приклад s-цефеїди — α Малої Ведмедиці).

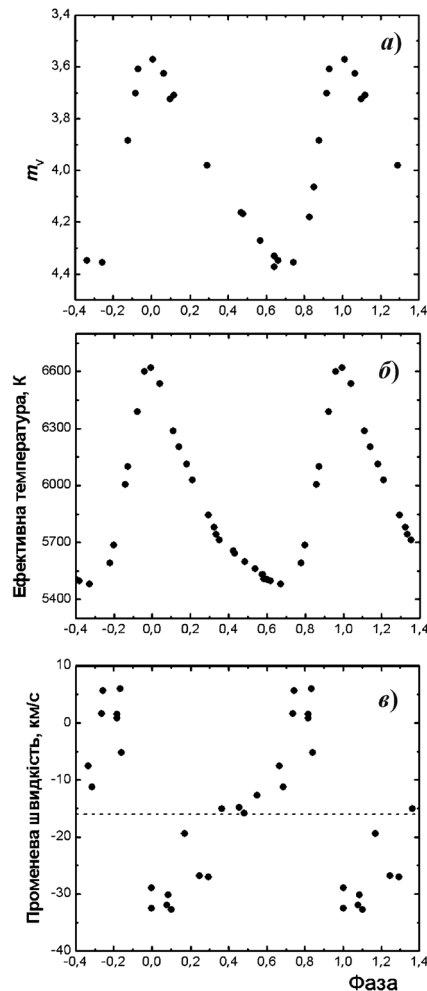


Рис. 18.1. Зміни блиску — а), температури — б), променевої швидкості фотосфери — в) зорі δ Цефея як функція фази періоду; штрихова лінія позначає величину променевої швидкості руху самої зорі у просторі

Вимірюючи зміщення ліній у спектрах цефеїд, можна отримати криві зміни променевої швидкості. Як виявилось, у кожному конкретному випадку ця крива є дзеркальним відображенням кривої блиску (рис. 18.1*в*). Вона свідчить про те, що зовнішні шари зорі, в яких утворюються спектральні лінії, коливаються навколо середнього положення рівноваги, досягаючи найбільшої швидкості близько 20 км/с. За кривою променевої швидкості (dR/dt) можна обчислити відхилення величини радіуса зорі R від його середнього значення (див. підрозділ 22.2).

Зіставлення кривої блиску з кривою променевої швидкості показує, що максимуму блиску зорі відповідає найбільша швидкість розширення (рух випромінювального шару в бік спостерігача), тоді як мінімуму блиску — найбільша швидкість стиску. У ці моменти радіус зорі близький до свого середнього значення. Конкретно, за середнього радіуса зорі δ Цефея $R = 42R_{\odot}$ відхилення від середнього положення становить $\Delta R \approx 2R_{\odot}$, так що відносне зміщення фотосферного шару все ж невелике: $\Delta R/R \approx 0,05$.

У 1910 р. Генрієтта Лівітт, вивчаючи цефеїди у найближчих до нас галактиках — Великій і Малій Магелланових Хмарах, виявила, що більшим періодам зміни блиску відповідають менші середні за період абсолютні зоряні величини, а, отже, більші світності. Оскільки розмірами самих Хмар можна знехтувати порівняно з їх відстанями до Землі, то можна сказати, що всі цефеїди окремої галактики перебувають практично на однаковій відстані від нас. Це відкриття вказувало на існування залежності між періодом пульсацій цефеїд P і світністю L (абсолютною зоряною величиною M). Згодом уточнили, що між середньою за період абсолютною зоряною величиною $\bar{M} = (M_{\max} + M_{\min})/2$ і періодом пульсації P є строга залежність, яка у візуальних променях має вигляд (див. рис. 18.2):

$$\bar{M}_V = -2,78 \lg P - 1,29^m, \quad (18.1)$$

де період P обчислюють у добах.

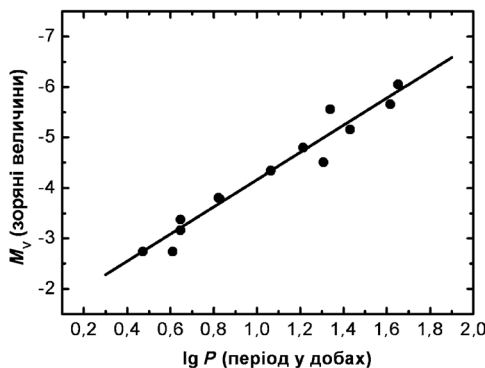


Рис. 18.2. Залежність «період–абсолютна зоряна величина» для класичних цефеїд

Віргініди. Довгий час до цефеїд залічували зорі типу W Діви. Нині їх виділяють окремо (у Галактиці відомо більше двохсот об'єктів цього типу). Періоди зміни блиску цих зір перебувають в межах від 0,8 до 35 діб, а амплітуда становить від 0,3 до $1,2^m$. Як приклад, на рис. 18.3 показана крива блиску самої зорі W Діви.

У 1952 р. визначили, що за однакового значення періоду пульсацій абсолютні зоряні величини віргінід приблизно на $1-2^m$ більші за типових для цефеїд (див. рис. 18.4), а, отже, за такої умови, ці зорі мають меншу світність. Як виявилось, розподіл цих двох типів змінних зір у галактичному просторі також різний: класичні цефеїди переважно скупчені до площини Молочного Шляху, тоді як віргініди розподілені майже рівномірно відносно центра Галактики. Залежність середнього значення абсолютної зоряної величини від періоду зміни блиску для зір типу W Діви майже така, як і для класичних цефеїд, однак з іншою константою у співвідношенні типу (18.1).

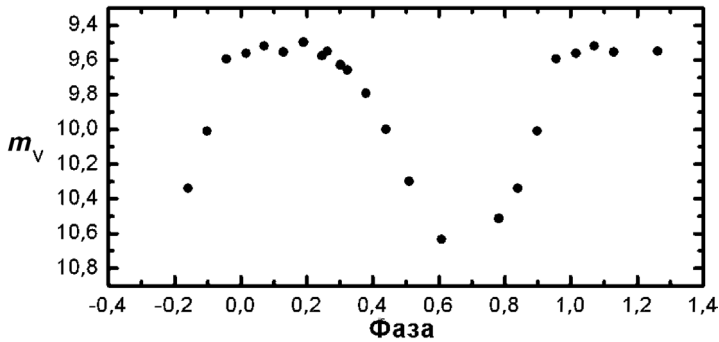


Рис. 18.3. Крива блиску зорі W Діви. Пульсаційний період $P = 17,277$ діб

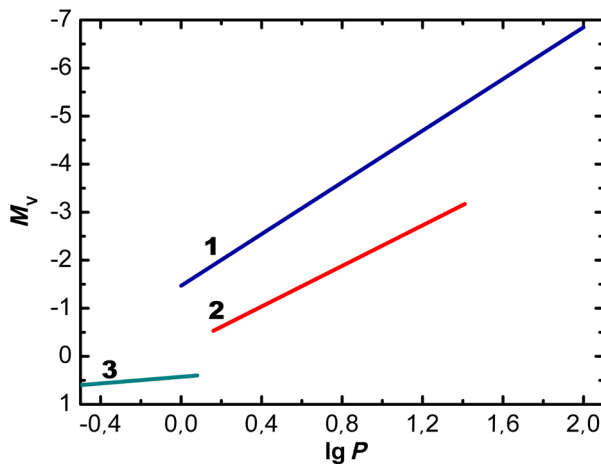


Рис. 18.4. Схематичне зображення залежності «період – абсолютна зоряна величина» для цефеїд (1), віргінід (2), а також зір типу RR Ліри (3). Період подано у добах

Ліриди. Змінних зір типу RR Ліри сьогодні вже відомо близько 7000. Це — гіганти спектральних класів А–F, періоди зміни блиску яких перебувають в межах від 0,2 до 1,2 діб, амплітуди ж зміни їх блиску не перевищують 2^m (рис. 18.5).

Середнє значення абсолютної зоряної величини лірид $M_V \approx +0,5^m$ (рис. 18.4). Особливо багато цих зір є в кулястих зоряних скупченнях (див. підрозділ 21.3).

Уже на початку ХХ ст., як тільки виявили залежність $M = M(P)$, цефеїди (у найширшому розумінні цього слова слова, включно з ліридами і віргінідами) назвали «маяками Всесвіту». Вони й справді є такими, особливо тепер, коли з'ясовано існування цих трьох окремих різновидів. Їхня достатньо висока світність дає змогу виявляти ці об'єкти в найвіддаленіших закутках нашої Галактики, а також (це стосується саме класичних цефеїд) і в кількох десятках близьких до нас галактик. Тут формула (18.1) дає змогу прокалібрувати інші методи визначення міжгалактичних відстаней цілком так само, як у менших масштабах це здійснили за допомогою річних паралаксів.

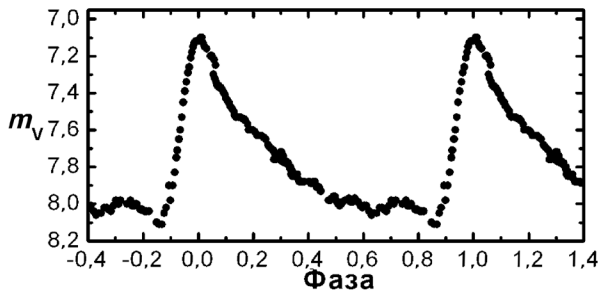


Рис. 18.5. Крива зміни блиску RR Ліри

18.3. Інші типи пульсуючих змінних

Змінні типу α Лебеда — нерадіально пульсуючі надгіганти спектральних класів В–А, в яких зміна блиску відбувається в інтервалі від кількох діб до десятків діб і за амплітудою не перевищує $0,2^m$. Зміна блиску має нерегулярний характер. У такому разі говорять не про період зміни блиску, а про характерне значення тривалості пульсаційного циклу.

Серед зір спектральних класів О8–В6, які на діаграмі «спектр–світність» розташовані на головній послідовності, а також у зоні дещо вище від неї, виділяють групу пульсуючих змінних типу β Великого Пса (або β Цефея). Амплітуди зміни блиску цих зір не перевищують $0,3^m$, а характерний масштаб цих змін у часі — від 2 до 15 год.

Холодніші від зір β Великого Пса, але які також, як і останні, розташовані поблизу головної послідовності, пульсуючі зорі типу δ Щита мають

діапазон спектральних класів A0–F5. Амплітуди зміни блиску цих зір не перевищують $0,9^m$, а періоди перебувають в межах від 15 хвилин до 5 годин. Криві зміни блиску з часом змінюють свою форму, а це означає, що в цих зір одночасно збуджуються коливання з кількома різними періодами, і спостережувана зміна блиску є результатом інтерференції таких коливань.

До такого ж діапазону спектральних класів, як і зорі типу δ Щита, належать змінні типу *SX Фенікса*. Вони є пульсуючими субкарликами спектральних класів A2–F5, періоди яких 1–2 години, амплітуда ж може досягати $0,7^m$.

З боку довгих періодів з цефеїдами стикаються змінні зорі типу *RV Тельця* і *напівправильні змінні*. У максимумі блиску зорі типу *RV Тельця* (надгіганти) мають спектральні класи F–G (K–M у мінімумі блиску); загальна амплітуда зміни їх блиску може досягати $3\text{--}4^m$, а періоди мають значення від 30 до 150 діб. Напівправильні змінні (гіганти спектральних класів K, M, C, S) показують як досить добре визначену періодичність зміни блиску (тип SRa), так і відсутність періодичності (тип SRb). Тут можна говорити лише про характерний час змінності. Для зір цього типу він становить від 20 діб до 2300 діб за амплітуди менше $2,5^m$, але упродовж деяких інтервалів часу блиск може бути незмінним. У групі напівправильних змінних виділяють також гіганти спектральних класів F – G – K – M (тип SRd і SRc), які мають амплітуди зміни блиску від $0,1^m$ до 4^m і періоди від 30 до кількох тисяч діб.

Змінні типу *Міри Кита (міриди)* мають періоди зміни блиску від 80 до 1000 діб за амплітуди цих змін від $2,5^m$ до $5\text{--}11^m$. Це — червоні надгіганти. Хоча загальна картина їх змінності є однаковою, однак форми кривих блиску, амплітуди і проміжки часу між двома послідовними максимумами змінюються від циклу до циклу. Наприклад, типовий представник цієї групи зоря R Гідри в наш час з періодом 386 діб змінює свій блиск від 3^m до 11^m . Двісті ж років тому цей період досягав 500 діб. Блиск самої зорі Міри (з латинської — «дивна») Кита в середньому впродовж кожних 332 діб змінюється від 2^m до $10,1^m$.

Серед пульсуючих зір найкоротші періоди мають так звані змінні типу *ZZ Кита*. Це — пульсуючі білі карлики, які змінюють свій блиск з періодом від 30 секунд до 25 хвилин і амплітудою від $0,001^m$ до $0,2^m$.

Слід зазначити, що існують також і інші типи пульсуючих змінних зір, які переважно становлять інтерес для фахівців цієї галузі астрофізики.

Аналіз параметрів згаданих вище пульсуючих змінних зір дає змогу зробити висновок, що період пульсації зорі є тим більший, чим менша середня густина зорі. Очевидно, зоря стає змінною лише на певному етапі своєї еволюції, на якому її температура, радіус і середня густина набувають таких значень, за яких стаціонарний стан стає неможливим. Положення основних типів пульсуючих зір на діаграмі «спектральний клас – абсолютна зоряна величина» відображено на рис. 18.6.

Слід зазначити, що наше Сонце теж можна вважати пульсуючою зорею. Наявність пульсацій надзвичайно малої амплітуди з періодами від 5 хвилин до приблизно трьох годин була встановлена за допомогою спектральних спостережень, заснованих на використанні ефекту Доплера.

Найважливіші характеристики окремих типів пульсуючих змінних зір наведено в таблиці 18.1.

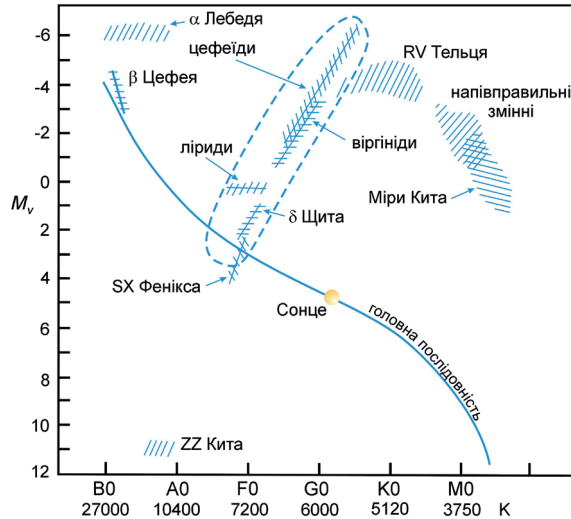


Рис. 18.6. Схематичне положення основних типів пульсуючих змінних зір на діаграмі «спектральний клас – абсолютна зоряна величина»; разом із спектральними класами вказана також шкала ефективної температури

18.4. Елементи теорії зоряних пульсацій

Збільшення періоду пульсацій внаслідок зростання радіуса зорі і, отже, зменшення її середньої густини повністю узгоджується з даними, що впливають з *теорії пульсацій* зір. В її основі лежать записані у диференціальній формі закони збереження імпульсу та енергії в припущенні сталості маси. Завданням теорії пульсацій є дослідження розподілу амплітуди коливання від центра зорі до її поверхні, узгодження отриманих результатів зі спостереженнями, а головне, — пояснення самого механізму пульсацій у зір різних типів.

Більш ніж сто років тому теоретично було доведено, що однорідна газова куля, виведена зі стану рівноваги, здійснює коливання у полі власного тяжіння, розширюючись і стискаючись, з періодом:

$$P = \frac{K}{\sqrt{\bar{\rho}}}, \quad (18.2)$$

де $\bar{\rho}$ — середня густина газової кулі (зорі); K — стала. Як видно, чим мен-

ша густина пульсуючої кулі, тим більший період її пульсацій. До речі, це співвідношення випливає і з відомої формули для періоду коливання математичного маятника $P = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ у полі тяжіння з прискоренням вільного падіння g , якщо в ній замість довжини маятника l підставити радіус зорі R , а також урахувати, що прискорення вільного падіння $g = GM/R^2$ (аналогія з математичним маятником цілком коректна, оскільки в обох випадках розглядають малі відхилення від положення рівноваги в гравітаційному полі).

У випадку радіальних пульсацій і в лінійному наближенні стала K дорівнює

$$K = \sqrt{\frac{3\pi}{(3\gamma-4)G}}, \quad (18.3)$$

де γ — показник адіабати.

Таблиця 18.1

Деякі типи пульсуючих змінних зір

Тип	Спектральний клас і клас світності	Кількість відомих	P , доби	ΔM
класичні цефеїди	(F6–K2) I	> 1000 в Галактиці, $\approx 10^4$ в інших галактиках	1–135	0,2 – 2 ^m
віргініди	(F–G) I–II	> 200 в Галактиці	0,8–35	0,3–1,2 ^m
ліриди	(A–F) III	> 7000	0,2–1,2	0,2–2 ^m
типу β Цефея	(O8–B6) I–V	> 90	0,1–0,6	0,01–0,3 ^m
типу δ Щита	(A0–F5) III–V	≈ 3000	0,01–0,2	0,003–0,9 ^m
типу α Лебедя	(Beq–Aeq) Ia	> 120	≈ 1 –10	$\approx 0,1$ ^m
типу SX Фенікса	A2–F5	≈ 150	0,04–0,08	$\approx 0,7$ ^m
типу ZZ Кита	DA, DB	≈ 50	30 секунд–25 хвилин	0,001–0,2 ^m
типу RV Тельця	(F–M) I	> 100	30–150	0,8–4,0 ^m
довгоперіодичні типу Міри Кита	(M,C,S) I	≈ 6000	80–1000	2,5–11 ^m
напівправильні	K–M III	≈ 3000	30–кілька тисяч днів	0,1–4 ^m

Для однорідної газової кулі з показником адіабати $\gamma = 5/3$ стала $K = 4,35$, якщо P у співвідношенні (18.2) вимірювати в добах. Взагалі ж, як виявилося, стала K залежить від структури зорі. Наприклад, її числове значення для цефеїд з $P = 2$ доби майже удвічі більше, ніж для цефеїд з періодом 70 діб. Якщо ж знехтувати цим уточненням, то з формули (18.2) для $K = 4,35$ отримаємо такі оцінки періодів пульсацій. Для Сонця і подібних до нього зір за $\bar{\rho} = 1410 \text{ кг/м}^3$ пульсаційний період має дорівнювати $P \approx 3$ год (приблизно 0,12 доби), для цефеїд за $\bar{\rho} \approx 0,2 \text{ кг/м}^3$ період $P \approx 10$ діб, для зір типу Міри Кита з $\bar{\rho} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ кг/м}^3$ одержимо $P \approx 600$ діб, а для білого карлика з $\bar{\rho} \approx 10^8 \text{ кг/м}^3$ маємо $P \approx 40$ секунд.

Якісний збіг теоретично очікуваних значень періодів пульсацій зі спостережуваними підтверджує механічну природу пульсацій цих зір. Однак, як показує аналіз, зоря, яку виведено зі стану рівноваги, припинила б свої коливання через кілька діб внаслідок їх поступового згасання. Тим часом пульсуючі зорі змінюють свій блиск упродовж сотень тисяч і мільйонів років. Очевидно, що ці коливання підтримуються енергією, яка вивільняється в надрах зір унаслідок термоядерних реакцій. Важче пояснити інше: яким чином промениста енергія, що повільно «просочується» через зоряну речовину з надр до поверхні зорі, спричиняє механічну дію? Цю проблему з'ясовано в 50-х роках ХХ ст. завдяки працям двох вчених: С. А. Жевакіна і Р. Крісті, які першими звернули увагу на те, що дестабілізуючий вплив на зоряну оболонку можуть мати ті її шари, в яких є часткова іонізація атомів тих хімічних елементів, вміст яких в речовині зорі є достатньо високим (це передусім Гідроген або Гелій — два найбільш розповсюджені елементи у Всесвіті).

В оболонці зорі температура речовини зростає в напрямку до її центра. Тому, починаючи з деякої глибини, атоми різних хімічних елементів поступово переходять в іонізований стан. Чим нижчим є потенціал іонізації атомів певного елемента, тим ближче до поверхні зорі зона його іонізації. Достатньо глибоко під поверхнею зорі розташована зона іонізації Гідрогену (потенціал іонізації 13,6 еВ), дещо глибше є зона однократної іонізації Гелію (зона $\text{HeI} \rightarrow \text{HeII}$, потенціал 24,6 еВ), а ще глибше — зона двократної іонізації Гелію (зона $\text{HeII} \rightarrow \text{HeIII}$, потенціал 54,4 еВ), в якій від кожного іона Гелію відривається другий електрон. Товщина зони, де Гелій перебуває переважно у стані HeII , у цефеїди за її радіуса близько $3,5 \cdot 10^{10}$ м, тобто близько $50R_{\odot}$, становить усього $0,01\text{--}0,02R_{\odot}$, середня густина цієї зони $\bar{\rho} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ кг/м}^3$, її середня температура $T \approx 40000\text{K}$, а маса зони, в якій Гелій є однократно іонізованим, становить близько 10^{-6} від маси зорі. Проте саме ця зона, що має незначну товщину і надто малу масу, приводить у рух і підтримує коливання зовнішніх шарів зорі. Відбувається це завдяки ритмічній зміні непрозорості у зоні, яка містить значну частину іонів HeII . Річ у тім, що коефіцієнт непрозорості істотно залежить від густини і температури зоряної речовини:

$$\kappa = \kappa_0 \rho^m T^{-s}, \quad (18.4)$$

де показники $m \approx 0,8-1,0$, а $s \approx 3-4$ (варіюють у цих межах залежно від самих значень густини і температури).

У зоні часткової іонізації елемента з високим вмістом, наприклад, Гелію, в процесі стискання газу підвищення температури є незначним, тому що енергія витрачається не на розігрів газу, а на подальшу іонізацію тієї частини Гелію, що ще перебуває в атомарному стані, або у стані однократного іона HeII. Зростання густини газу в процесі стискання, і практична незмінність його температури, зумовлюють, згідно з формулою (18.4) істотне підвищення коефіцієнта непрозорості у цій зоні. Отже, у середовищі з високим коефіцієнтом непрозорості теплова енергія наче замкнена (радіативна втрата енергії із зони досить мала), і з часом енергія тут ефективно накопичується. Стискування поступово призводить до переходу більшої частини іонів HeII у стан HeIII. Іони HeIII повністю позбавлені електронів, тому їхня подальша іонізація неможлива, а отже, майже уся енергія стискання тепер йде лише на підвищення кінетичної енергії частинок газу, тобто на підвищення його температури. В свою чергу, це зумовлює зниження коефіцієнта непрозорості (18.4) і наступне виділення енергії зоною. Виділення енергії спричиняє, а потім і підтримує розширення зоряної оболонки, на що витрачається частина енергії. Втрата енергії вказаною зоною супроводжується рекомбінацією іонів HeIII (зворотний перехід до стану HeII) і поступовим припиненням розширення. Досягнувши найбільшого розширення, зовнішні шари під дією сили тяжіння падають донизу, радіус зорі проходить через середнє, рівноважне положення, і розпочинається новий етап стискання, відновлюється увесь попередній цикл пульсацій.

За таким самим принципом працює звичайний поршневий двигун: енергія під час згоряння пального (а це — набуття енергії системою) вивільняється саме в момент найбільшого стиску газу в циліндрі.

Аналіз показав, що зоряні пульсації можливі лише у тому випадку, коли зона іонізації HeII перебуває на певній глибині в оболонці, і коли вона здатна «настроюватися» на резонанс з усією зорею. Якщо зона розташована надто глибоко, її вплив на зоряну оболонку є незначним, якщо ж вона розташована поблизу поверхні зорі, то енергія не може ефективно накопичуватися протягом фази стискування внаслідок незначної загальної непрозорості, що сприяє її втраті за рахунок випромінювання. І тільки у проміжному випадку зона часткової іонізації має сильний дестабілізуючий ефект, який призводить до збудження правильних ритмічних коливань зоряної оболонки (наприклад, у класичних цефеїд, віргінід та ін.). Для деяких типів пульсуючих зір ця настройка погіршується. У цьому випадку замість чітких пульсацій відбуваються неправильні коливання блиску зорі. Значення ж амплітуди коливань залежить від протяжності і маси зони HeII. У збудженні ж пульсацій зір типу Міри Кита важливу роль відіграє зона часткової іонізації Гідрогену.

Розділ 19

ЕРУПТИВНІ ЗМІННІ ЗОРІ

19.1. Карлики пізніх класів

Серед розмаїття змінних зір є такі, прояви нестаціонарності яких пов'язані з вибуховою активністю, яка відбувається в їх фотосферах, хромосферах або коронах. Вивчення цих зір і всієї сукупності процесів, пов'язаних з ними, дає змогу глибше осмислити фізику явищ масштабного енерговиділення. Серед еруптивних змінних найкраще вивченими є зорі типу *T Тельця* й *UV Кита*.

Зорі типу *T Тельця* (сучасне позначення в *Загальному Каталозі Змінних Зір* — *INT, IT*) належать до неправильних змінних. Зміни їхнього блиску нерегулярні, відбуваються з найрізноманітнішою швидкістю, причому блиск може зростати на 3^m . На діаграмі «спектральний клас – абсолютна зоряна величина» вони розташовані на $1-2^m$ вище від зір головної послідовності тих самих спектральних класів F–M (див. рис. 18.6). У спектрах цих зір є емісійні лінії, подібні тим, які належать спектру сонячної хромосфери, а в ультрафіолетовому діапазоні присутнє випромінювання нетеплової природи. Зміщення спектральних ліній поглинання у червоний бік, а емісійних — до фіолетового свідчать про бурхливі динамічні процеси, що відбуваються в атмосферах цих зір, зокрема про рухи великих газових мас. Картина така, наче гарячі потоки речовини викидаються назовні, тоді як холодні падають донизу. Тонкі фотометричні і спектральні дослідження вказують на те, що на поверхнях цих зір, як і на Сонці, є плями, але набагато більших розмірів. Уважають, що ці зорі є молодими і ще перебувають

у стадії гравітаційного стискання (іншими словами, вони ще не досягли головної послідовності). Одна з їхніх особливостей полягає в тому, що практично всі вони перебувають в зоряних групах — *T-асоціаціях*, занурені в густі газово-пилові туманності — зони інтенсивного зореутворення.

За характером еруптивної активності зорі Т Тельця поєднують зі змінними типу *RW Візничого* і *T Оріона*. Але якщо зорі *RW Візничого*, як і представники групи Т Тельця, належать до спектрального інтервалу F–M, то змінні Т Оріона — це гарячі зорі спектральних класів B–A.

Зорі типу *UV Кита* — це карлики спектральних класів K і M. В них трапляються короточасні спалахи з амплітудою від кількох десятих зоряної величини до 6^m (рис. 19.1). Максимум блиску зорі досягається за декілька секунд, а його спадання займає години.

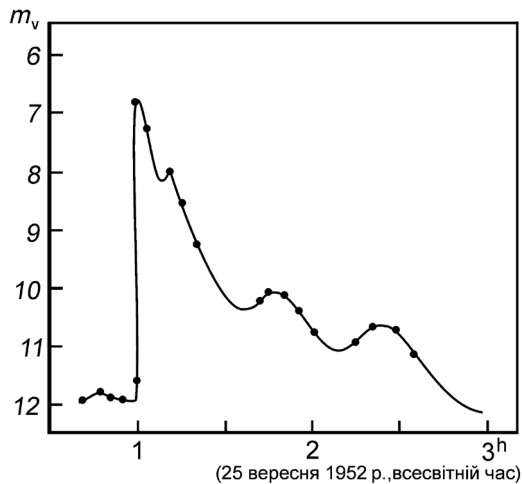


Рис. 19.1. Крива зміни блиску під час спалаху зорі UV Кита

В околі Сонця виявлено більше 400 таких зір, усі вони слабкіші за 10^m , майже всі — компоненти подвійних систем, тому й відомі їхні маси — від $0,06M_{\odot}$ до $0,60M_{\odot}$, а в найближчих зоряних скупченнях їх відомо набагато більше. Якщо прийняти, що концентрація зір цього типу однакова в масштабах усієї Галактики, то таких змінних у ній мало б бути від 60 до 90% від загальної кількості зір. Тоді можна стверджувати, що така проява активності як спалахи — найпоширеніша форма зоряної змінності.

Аналіз зареєстрованих сонячних спалахів показав, що найбільша енергія, яка при цьому вивільняється за кілька хвилин, близька до 10^{25} Дж (середня потужність випромінювання при цьому становить 10^{22} Вт). У деяких спалахуючих зір типу UV Кита ці числа на багато порядків вищі. Тут, наприклад, у потужному спалаху зорі вивільняється енергія 10^{29} Дж. Отже, як сонячна, так і зоряна активність мають свої внутрішні причини. Як знаємо (див. підрозділ 11.7), сонячні спалахи пов'язані з локальною перебудовою структури магнітного поля, унаслідок чого розвивається плазмова нестій-

кість, формуються потоки швидких заряджених частинок і виділяється теплова енергія. Врешті-решт енергія спалаху черпається з енергії магнітних полів.

Уже згадувалося (див. підрозділ 11.4), що високу температуру сонячної хромосфери і корони пояснюють наявністю конвективної зони у підфотосферних шарах Сонця і хвильовими рухами, що завдяки їй там виникають. Інтенсивне висвічування енергії в окремих спектральних лініях, що свідчить про існування хромосфер, виявили і в зір — червоних карликів. Радіовипромінювання ж, зареєстроване під час спалахів, вказує і на наявність у них протяжних корон. За змінністю хромосферної емісії визначено довгострокову циклічність активності цих зір: для багатьох з них вона є в межах від 7 до 11 років, хоча бувають і довші цикли, наприклад, для зорі $BD+26^{\circ}730$ цикл триває близько 60 років.

Серед еруптивних є також невелика група зір типу *FU Орiona* (фуори — назва походить від перших літер назви зорі). На цей час приналежність до цього типу надійно встановлена для 11 об'єктів. Вони мають спектральні класи F–K і характеризуються повільним зростанням блиску на 6^m , за яким настає довгий період стабільності, або невелике зменшення блиску на $1-2^m$. Ще один тип еруптивних зір, яких сьогодні відомо близько 30, — це зорі *Вольфа–Райє* (*WR*) з нерегулярними змінами блиску амплітудою $0,1^m$. Існують і інші типи еруптивних зір.

19.2. Зорі, змінність блиску яких зумовлена обертанням

Неоднорідний розподіл яскравості по поверхні зорі за наявності осьового обертання може стати причиною її фотометричної змінності. Тут основну роль відіграє заплямованість поверхні зір. Плями можуть мати термічну або хімічну природу, а їх існування пов'язують з наявністю сильного поверхневого магнітного поля. Існує сім типів зір з таким характером змінності. Серед них згадаємо наступні.

Зорі типу α^2 *Гончих Псів* — зорі спектральних класів B8–A7 головної послідовності. Амплітуда зміни блиску перебуває у межах від $0,01$ до $0,1^m$, а період становить $0,5-160$ діб.

Досить поширеним є тип *VY Дракона* (карлики спектральних класів K–M), що характеризується фотометричною змінністю з періодом від частки доби до 120 діб і амплітудою до $0,5^m$. Окрім фотометричної активності, яка пов'язана із заплямованістю зорі, значну роль у квазіперіодичних коливаннях блиску відіграє також хромосферна активність і зоряні спалахи, що є типовими для розглянутих вище зір типу UV Кита.

Гелієві змінні (тип *SX Овна*) — зорі спектрального класу B, період змінності яких є близьким до 1 доби, а амплітуда не перевищує $0,1^m$.

Зорі типу *FK Волосся Вероніки* є гігантами спектральних класів G–K. Період фотометричної змінності в них досягає кількох діб.

19.3. Нові і новоподібні зорі

Новими зорями або просто *новими* прийнято називати подвійні системи, один із компонентів яких є гарячою карликовою зорею спектрального класу O–B, а другий компонент — холодна зоря гігант або карлик спектрального класу K–M. Під час спалаху нова зоря раптово (приблизно за 1 день, а в інших випадках за десятки або й сотні днів) збільшує свій блиск на $5,5\text{--}17,5^m$ (її світність зростає у $10^2\text{--}10^7$ разів), після чого повільно (протягом кількох місяців, років або десятиків років) зменшує свій блиск до початкового значення (рис. 19.2). За весь час спалаху вона висвічує енергію близько $10^{38}\text{--}10^{39}$ Дж. Через якийсь час після спалаху у новій можна зареєструвати наявність оболонки, яка розширюється зі швидкістю близько 1500 км/с, її маса становить $10^{-6}\text{--}10^{-4}M_{\odot}$. Така мала маса оболонки свідчить про те, що під час спалаху зриваються лише поверхневі шари нової зорі. Поступово ця оболонка розсіюється у міжзоряному середовищі.

У 1954 р. виявили, що нова зоря з сузір'я Геркулеса, яка спалахнула у 1934 році, до того часу була затемненою змінною зорею DQ Геркулеса — тобто тісною подвійною системою з періодом обертання компонентів навколо спільного центра мас, що дорівнює 4 год 39 хв. Один із компонентів цієї зорі є білим карликом, інший — червоним. Сумарна маса системи становить близько $2M_{\odot}$. Згодом визначили, що тісними подвійними є всі нові. Саме подвійність і є причиною їхніх спалахів, причому спалахує якраз зоря білий карлик. Точніше, причина полягає в тому, що такі системи є напіврозділеними (див. підрозділ 17.6), і речовина від зорі червоного карлика, який заповнив свою порожнину Роша, перетікає в бік білого карлика, формує навколо нього густий акреційний диск, і з внутрішньої частини диска поступово осідає на його поверхню. Як тільки маса цієї речовини досягне певного критичного значення, температура і густина газу у поверхневих шарах білого карлика зростають настільки, що стрімко включаються реакції карбоно-нітрогенового циклу (див. підрозділ 15.2), що і закінчується термоядерним вибухом і зривом оболонки.

Одразу після спалаху акреція на білий карлик відновлюється і знов перебігає до накопичення критичної маси, після чого відбувається наступний вибух. Інтервал часу між вибухами різний — від десятиків до тисяч років (остання оцінка — теоретична). Ті нові, які знову спалахують через короткий інтервал часу, названо *повторними новими*. До них належать, зокрема WZ Стріли і T Північної Корони.

За теоретичними оцінками, щороку в Галактиці спалахує достатньо велика кількість нових, однак спостерігати вдається тільки дві – три з них. Дотепер зареєстровано більше 400 спалахів нових у нашій Галактиці і більше 700 — у галактиці Андромеди.

Подвійністю зумовлені спалахи ще двох типів зір — змінних типу *U Близнят* (або *SS Лебедя*) і типу *Z Андромеди*. У перших із них блиск

стрибокподібно зростає на $2-5^m$ через кожні 50–100 діб. Їх часто називають *карликовими новими зорями*, щоб підкреслити суттєву різницю масштабів явища порівняно зі справжніми новими зорями. Сьогодні відомо більше двохсот таких зір.

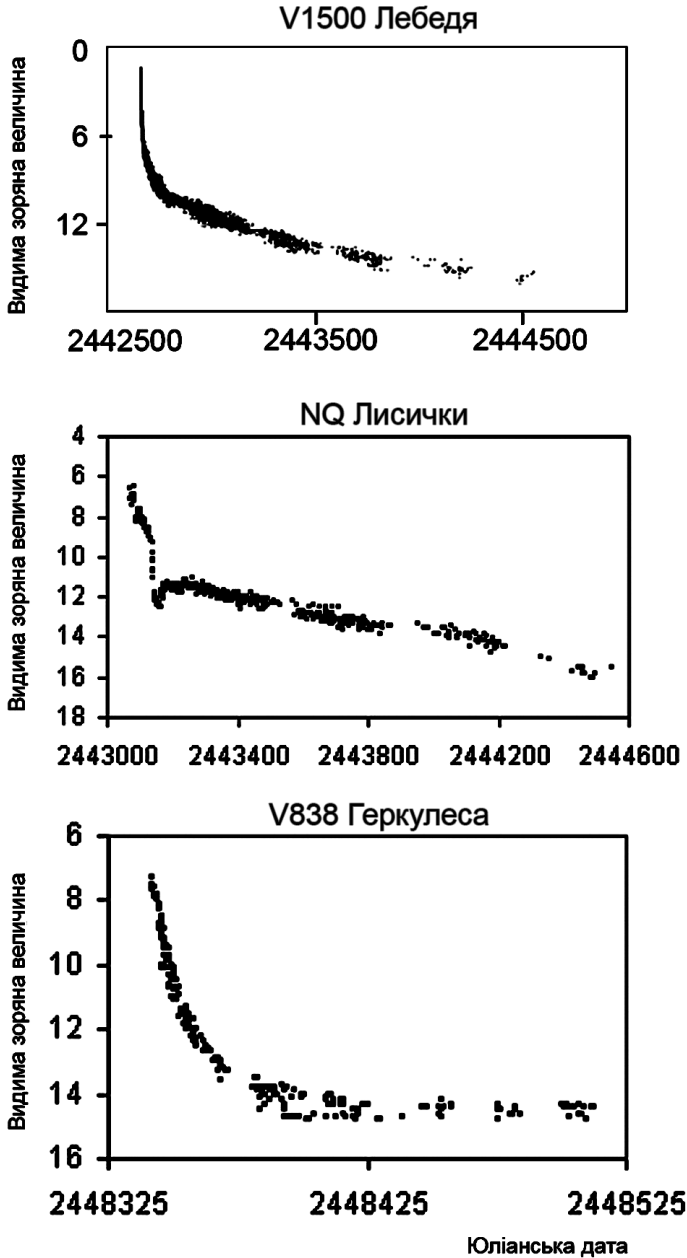


Рис. 19.2. Приклад кривих блиску трьох нових зір: V1500 Лебеда, NQ Лисички та V838 Геркулеса, які спалахнули у 1975, 1976 і 1991 роках відповідно

Для змінних типу *Z* Андромеди, або *симбіотичних зір*, яких відомо близько 80 (з урахуванням тих зір, для яких змінність цього типу ще остаточно не встановлена), характерними є циклічні зміни блиску у досить широких межах. Наприклад, у самої зорі *Z* Андромеди блиск час від часу зростає на $3-4^m$, і упродовж приблизно 20 років повертається до початкового рівня. Спадання блиску супроводжується його коливаннями з амплітудою $1-2^m$ і періодом приблизно 2 роки. З наближенням до мінімуму активності зорі амплітуда зміни блиску зменшується до $0,5^m$. Типовою є наявність у спектрах симбіотичних зір одночасно і молекулярних смуг поглинання, і емісійних ліній високого збудження, а, отже, зорі цього типу — подвійні системи з гарячим і холодним компонентами, які оточені щільними газовими оболонками.

За деякими ознаками симбіотичні зорі нагадують змінні типу *RR Телескопа*, блиск котрих зростає на $4-6^m$, але на відміну від попередніх до початкового стану зоря не повертається.

Еруптивні змінні зорі типу *R Північної Корони* можна б назвати «антиновими». У них час від часу блиск повільно (за десятки, або сотні діб) і неперіодично послаблюється на $1-9^m$, після чого поступово повертається до початкового значення. Нині відомо більше 30 зір цього типу. Як вважають, ці зорі мають низький вміст Гідрогену і великий, порівняно з Сонцем, надлишок Гелію та Карбону. Саме атоми Карбону, концентрація яких у газовій оболонці навколо зорі може несподівано зростати, надто швидко конденсуються в пилинки, що послаблюють світло зорі, яке приймає спостерігач.

19.4. Наднові зорі

Нові зорі, що спалахують у Туманності Андромеди (галактиці *M 31*), яка розташована на відстані близько 770 кпк від нас, видно в максимумі блиску як зорі $17-18^m$. Однак у 1885 р. там зареєстрували спалах зорі, видимий блиск якої в максимумі становив 6^m , абсолютна ж величина її була $M \approx -17,4^m$. У цей момент світність зорі була усього в 4,4 рази меншою від сумарної світності усіх зір Туманності Андромеди (інтегральний блиск *M 31* дорівнює близько $4,4^m$). Ця зоря була в 10^3-10^4 разів яскравіша за нові зорі, що спалахують у Туманності Андромеди. Проте лише на початку ХХ ст. стало ясно, що тут йдеться про окремий тип спалахуючих зір — про *наднові зорі* (таку назву запропонували у 1934 р. американські астрономи Ф. Цвіккі і В. Бааде; наднові позначають символом SN, що означає — *Super Nova*).

За спектральними характеристиками та особливостями кривих блиску (рис. 19.3) наднові ділять на два типи: перший — SN I і другий — SN II. Різниця між ними полягає в тому, що у спектрах останніх спостерігають

лінії Гідрогену, тоді як в спектрах наднових першого типу вони відсутні. Наднові першого типу підрозділяють на три різних підтипи: SN Ia, SN Ib і SN Ic. Основна відмінність між ними така: у спектрах наднових типу Ia не спостерігаються лінії Гелію, але наявні сильні лінії іонізованого Силіцію Si II; у спектрах наднових Ib є сильні лінії Гелію; лінії Гідрогену, Гелію і Силіцію не спостерігаються в спектрах наднових типу Ic.

Сьогодні вважають, що справжня різниця між цими підтипами значно глибша — за механізмом своєї еволюції наднові SN Ib/Ic ближче стоять до SN II, ніж до SN Ia.

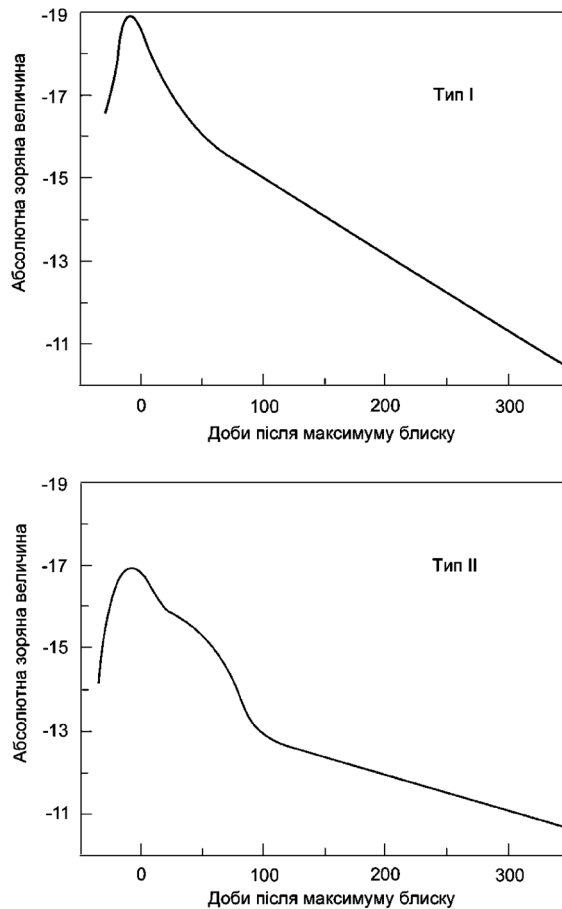


Рис. 19.3. Схематичні типові криві блиску наднових I і II типів

У наднових типу I блиск швидко зростає до максимального і підтримується на рівні максимального близько тижня. Потім протягом близько 25 діб він зменшується зі швидкістю приблизно $0,1^m$ за добу, після чого темп спадання блиску зорі різко у кілька разів зменшується, і на такому рівні підтримується аж до настання моменту, коли зоря перестає бути видимою.

Криві зміни блиску наднових II типу різноманітніші. Зростання світності займає приблизно 20 діб, а її максимальне значення дещо менше, ніж у наднових I типу. Для близько 70% наднових II типу спад блиску після досягнення максимуму проходить нерівномірно. За 30 діб блиск зменшується на $1,5^m$ ($0,05^m$ за добу), після чого темп спаду істотно зменшується до $0,013^m$ за добу і зберігається на такому рівні протягом 50 діб. За цим починається нове різке зниження блиску. У 30% наднових II типу після досягнення максимуму блиск починає спадати рівномірно ($0,07^m$ на добу).

Спалах надгової Ia типу — це термоядерний вибух білого карлика в подвійній системі, який призводить до повного руйнування зорі, а вся її маса витрачається на формування сферичної оболонки. На відміну від цього, спалах наднових типів II і Ib/c — це кінцевий етап еволюції досить масивних зір, який супроводжується утворенням надгустого залишку зоряного ядра в центрі зоряної оболонки, скинутої потужною ударною хвилею. Якщо маса ядра зорі безпосередньо перед спалахом не перевищує $2M_{\odot}$, тоді залишком буде нейтронна зоря (див. підрозділ 16.3). Якщо ж маса більша від цього значення, то виникає чорна діра (детальніше про це див. розділ 23). Швидке обертання нейтронної зорі і наявність у неї потужної магнітосфери дають можливість спостерігати такий залишок, як *пульсар* (див. наступний підрозділ).

Характерну форму спаду світності після максимуму блиску наднових I типу пояснюють повільним виділенням енергії внаслідок радіоактивного розпаду деяких ізотопів з періодами піврозпаду близько до кількох десятків діб, які синтезуються в момент спалаху. Найімовірніше, що внаслідок швидкого термоядерного вигорання Карбону, Оксигену і Неону утворюється достатня кількість радіоактивного ізотопу ^{56}Ni (період піврозпаду дорівнює 6,1 діб), і вже згодом шляхом захвату електрона відбувається його розпад за схемою $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ з виділенням енергії (період піврозпаду ^{56}Co тут становить 79 діб).

Для наднових II типу синтез радіоактивних ізотопів ^{56}Ni за термоядерного «горіння» Силіцію і їх наступне перетворення у ядра Феруму теж відіграє досить важливу роль у загальному енергетичному бюджеті процесу випромінювання після спалаху. Вважається також, що після вибуху значну роль у подальшій еволюції світності залишків наднових зір відіграє такий ізотоп, як ^{44}Ti .

Дослідження спектральних ліній наднових зір дає змогу зробити висновок, що внаслідок спалаху зоряна речовина розширюється у міжзоряний простір зі швидкістю 5000–20 000 км/с. Дійсно, спостережувані *залишки спалахів наднових* зір мають вигляд газових оболонок, які розширюються з великою швидкістю (рис. 19.4) і випромінюють енергію у радіо-, оптичному і рентгенівському діапазонах. Оболонки можуть бути достатньо правильною сферичною форми з різким зовнішнім краєм або мати аморфну структуру (так звані *плеріони*).

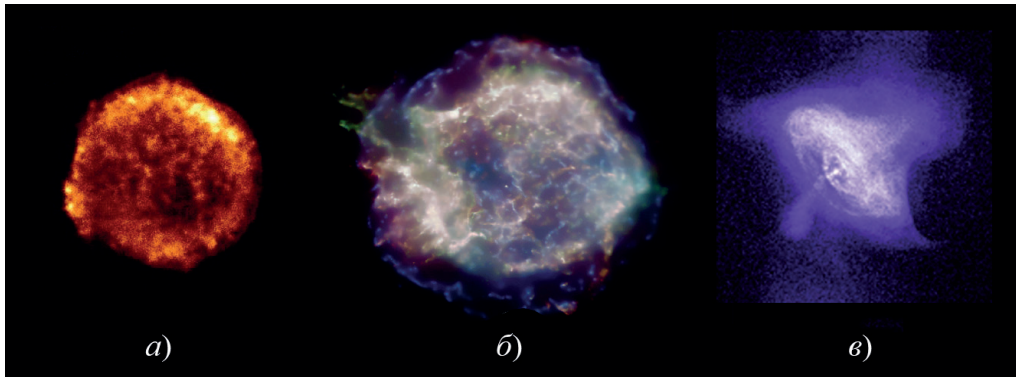


Рис. 19.4. Залишки спалахів наднових у рентгенівських променях: *а)* — залишок наднової 1572 р. (вперше поміченої В. Шулером і описаної Тихо Браге) — тип Ia, *б)* — залишок наднової II типу Касіопея А (вперше її спостерігав Дж. Флемстід у 1680 р.), *в)* — залишок наднової II типу 1054 року — Крабоподібна туманність

Абсолютна зоряна величина наднових у максимумі блиску може сягати -19^m і навіть -20^m ; у цей час їхня світність перевищує світність нашого Сонця в мільярди разів. Загальна кількість енергії, яку зоря втрачає під час спалаху (енергія випромінювання і кінетична енергія оболонки), становить близько 10^{42} – 10^{44} Дж.

Порівняння загальної енергії вибуху наднових SN I і SN II, оціненої зі спостережень, свідчить про те, що вона є дещо більшою в наднових SN Ia. Проте є всі підстави вважати, що за своїм масштабом спалах наднових типу SN Ib і SN II є більш грандіозним явищем. Справа у тому, що 99% усієї енергії таких наднових виносять нейтринні потоки, і тільки 1% витрачається на зрив оболонки та надання їй кінетичної енергії, її розігрів та випромінювання в оптичному діапазоні. В наднових же типу SN Ia майже вся енергія вибуху перетворюється на енергію оболонки та електромагнітне випромінювання. Отже, повна енергія вибуху наднових типу SN Ib і SN II може досягати 10^{46} Дж.

Слід зазначити, що оболонка, зірвана під час спалаху наднової зорі, складається з газу, збагаченого багатьма хімічними елементами — Оксигеном, Магнієм, Силіцієм, Титаном, Ферумом, Ніколом та іншими. Ядра цих елементів — продукти термоядерних реакцій, що відбулися на заключному етапі еволюції зорі. Збагачена речовина оболонки, викинутої після спалаху у міжзоряний простір, може згодом зіткнутися з галактичними газовими хмарами і, тим самим, підвищити в них рівень вмісту хімічних елементів, важчих за Гідроген і Гелій. Отак, внаслідок спалахів наднових зір вміст важких елементів у міжзоряному середовищі кожної галактики з часом зростає.

У китайських літописах за 1054 рік згадується про появу надзвичайно яскравої зорі на небі, котру перед тим не було видно. Описане явище було нічим іншим, як результатом спалаху наднової II типу у нашій Галактиці. Сьогодні залишок цієї наднової спостерігається в сузір'ї Тельця як *Крабоподібна туманність* (плеріон), в центрі якої є пульсар. У 1572 році відомий датський астроном Тихо Браге був свідком чергової появи на небі наднової зорі. Документально зафіксоване останнє явище наднової відбулося у 1604 р. (наднова, яку спостерігав Йоганнес Кеплер). Останні два явища були спалахами наднових I типу. Залишок в обох випадках — сферично симетрична оболонка без нейтронної зорі.

Слід зазначити, що найпотужніше джерело радіовипромінювання на небі — *Кассіопея А* — це також залишок вибуху наднової, який, за оцінкою, стався у 1667 р., але за невідомих причин залишився незафіксованим астрономами того часу. Ця зоря була включена до зоряного каталогу Дж. Флемстідом у 1680 р., як нічим не примітний об'єкт.

За теоретичними розрахунками слід очікувати у Галактиці спалах наднової в середньому один раз приблизно на 50 років. Незважаючи на такий досить короткий очікуваний інтервал часу, зафіксувати спалах наднової у Галактиці нелегко. Передусім це зумовлене сильним поглинанням світла галактичним пилом. Тож навіть таке виняткове явище, як спалах наднової, може пройти непомітним, якщо воно сталося в площині Молочного Шляху на досить великій відстані від Сонця. На сьогоднішній день кількість відомих залишків спалахів наднових зір обох типів у нашій зоряній системі становить близько 300. Велику кількість залишків відкрито в інших галактиках. Причому, як правило, наднові Ia типу спалахують у галактиках різних типів, а наднові типів II і Ib/c — тільки у спіральних галактиках, подібних до нашої.

23 лютого 1987 року спалах наднової зорі був зафіксований в галактиці Велика Магелланова Хмара, яка є супутником нашої Галактики. Спалах відбувся близько 165 000 років тому, але тільки у вказаний час світло цього спалаху зрештою досягло Землі. Це був своєрідний дарунок природи астрономам, які одержали унікальну можливість дослідити таке грандіозне космічне явище за допомогою найрізноманітніших сучасних астрономічних приладів (зокрема, і за допомогою нейтринних телескопів). Оскільки відстань до цієї наднової була досить невеликою — приблизно 50 000 пк, у максимумі блиску її було видно як зорю 5^m (рис. 19.5). Ідентифікація за архівними спостереженнями зорі, яка власне і спалахнула як наднова, свідчить про те, що до спалаху це був блакитний надгігант (B3 I), який ще раніше був гарячою зорею головної послідовності з масою приблизно $20M_{\odot}$. За всіма ознаками, спалах наднової у Великій Магеллановій Хмарі був явищем наднової другого типу SN II (рис. 19.5, 19.6). Зоря одержала назву наднова 1987 А.

Нові, новоподібні і наднові зорі поєднують у один клас, який називають *катаклізмичними змінними*.

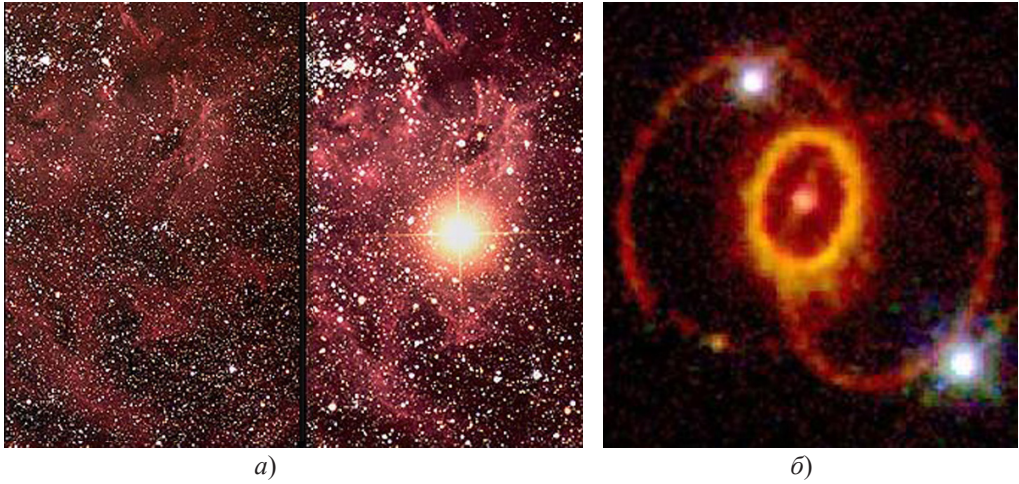


Рис. 19.5. Наднова 1987 року у Великій Магеллановій Хмарі: *а)* зліва (в центрі архівного знімка) видно положення прогенітора надної — блакитного надгіганта, справа — спалах надної; *б)* — залишок надної 1987 А

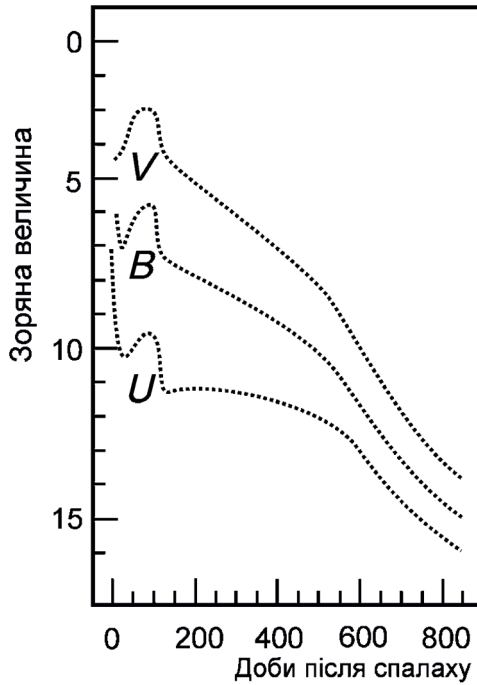


Рис. 19.6. Криві блиску надної 1987 А у трьох фільтрах *U*, *B* і *V*

19.5. Пульсари

Пульсарами (від англ. *pulse* — ритм імпульсів) називають джерела імпульсного радіовипромінювання з надзвичайно високою стабільністю періоду надходження імпульсів. Деякі пульсари випромінюють енергію не лише в радіодіапазоні, але й в інфрачервоному, оптичному, рентгенівському і, навіть, гамма-діапазоні.

Пульсари було відкрито випадково. Це сталося у грудні 1967 р., після того, як група вчених Кембріджського університету (Англія) під керівництвом Е. Хьюіша, яка працювала з апаратурою, здатною виділяти радіосигнали тривалістю усього у кілька тисячних часток секунди, проаналізувала результати спостережень, проведених упродовж майже п'яти місяців. Згадані вчені планували вивчати мерехтіння точкових радіоджерел, що виникає під час проходження їх радіохвиль через неоднорідну плазму сонячного вітру. Було визначено, що в першого пульсара імпульси тривалістю близько 0,3 с повторюються через кожні 1,337301 с (рис. 19.7). Як виявилось згодом, цей період P навіть протягом півроку зберігається з точністю до 10^{-8} с, хоча амплітуда сигналу змінюється, а іноді сигнал на тлі шумів узагалі не реєструється.

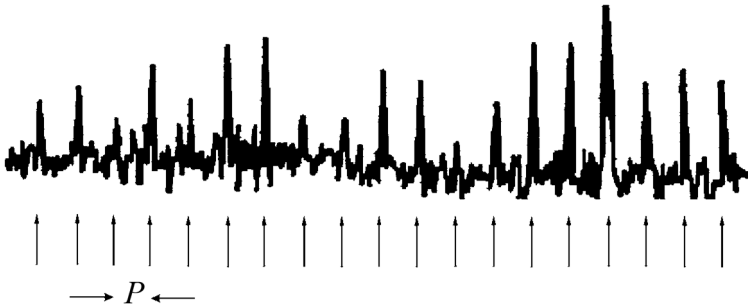


Рис. 19.7. Радіоімпульси від пульсара PSR 1919 +21 (верхній ряд), положення яких відмічено стрілками (нижній ряд)

На сьогодні відомо понад 1800 пульсарів. У каталогах їх звичайно позначають комбінацією літер PSR і екваторіальних координат (пряме піднесення і схилення з відповідним знаком). Наприклад, пульсар у Крабоподібній туманності позначається так: PSR 0531+21 (його пряме піднесення $\alpha = 05^h 31^m$, а схилення $\delta = +21^\circ$).

Періоди відомих пульсарів перебувають в межах від 0,0015 с до 4,3 с, а більшість з них мають періоди від 0,5 с до 1 с. Тривалість кожного імпульсу становить від 1 до 10% тривалості періоду. Хоча в кожного пульсара період надходження імпульсів зберігається з високою точністю (наприклад, для PSR 1919+21 він становить $1,33730110168 \pm 7,2 \cdot 10^{-11}$ с), тривалі спосте-

реження показують, що періоди пульсарів з часом повільно зростають. Зокрема, для пульсара PSR 0531+21, який є залишком спалаху наднової 1054 р. (Крабоподібна туманність) і спостережуваний період якого дорівнює приблизно 0,033 с, швидкість зростання періоду становить $1,3 \cdot 10^{-5}$ с за рік, тобто він стає у два рази більшим за кожні 2500 років. А ось, наприклад, для пульсара PSR 1919+21 таке подвоєння займає інтервал часу у 42 млн років. Визначено, що вік пульсарів становить, як правило, 10^6 – 10^7 років і не перевищує 10^8 – 10^9 років.

Спочатку, після реєстрації таких строго періодичних і чітких радіосигналів з космосу, вирішили, що вони надсилаються позаземними цивілізаціями, але дуже швидко була з'ясована справжня природа пульсарів. Сьогодні загальноприйнятою є модель, за якою пульсар — це нейтронна зоря, що надто швидко обертається навколо своєї осі і має сильне магнітне поле, вісь якого не збігається з віссю обертання. У такій моделі інтервал між імпульсами відповідає періодові обертання нейтронної зорі навколо своєї осі (рис. 19.8). Це так звана *модель маяка*.

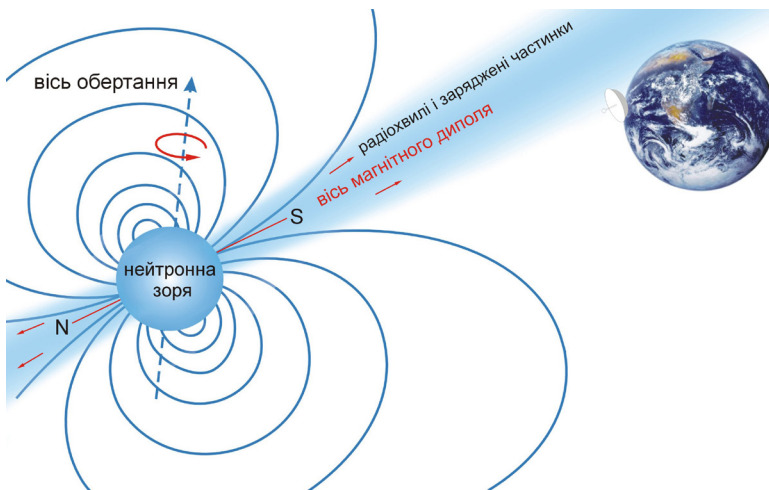


Рис. 19.8. Модель пульсара типу «маяк»

Як вже знаємо, нейтронна зоря — це продукт колапсу ядра масивної зорі. Всім зорям властиве обертання, одні можуть обертатися швидко, інші — повільно. Якщо припустити, що під час колапсу механічний обертальний момент ядра зберігається, то зменшення розмірів ядра від приблизно 10^6 км (ядра таких розмірів типові для масивних зір) до 10 км (радіус нейтронної зорі) призведе до зростання кутової швидкості обертання у 10^{10} разів. Знайомий нам приклад зростання кутової швидкості з послідовним зменшенням розмірів — фігурист, який обертається на льоду. Із наближенням рук фігуриста до себе швидкість його обертання збільшується.

Радіовипромінювання виникає в магнітосфері нейтронної зорі, там індукція магнітного поля надзвичайно висока (10^7 – 10^9 Тл). Вона збільшується під час колапсу так само, як і кутова швидкість обертання. Як вважають, енергія висвічування пульсара, що вивільняється, спричиняє повільне гальмування обертального руху нейтронної зорі. Очевидно, біля полюсів виникають сильні електричні поля, які прискорюють потоки частинок, що рухаються із зон магнітних полюсів уздовж магнітних силових ліній. Енергія цих частинок перетворюється в електромагнітне випромінювання, мабуть, завдяки синхротронному механізму. Випромінювання з магнітосфери виходить у вигляді конуса, який, обертаючись разом із нейтронною зорею, неначе променем прожектора прокреслює глибини космосу. Якщо просторова орієнтація осі обертання нейтронної зорі є такою, що в цей конус потрапляє Земля, то прилади будуть фіксувати радіосигнал з періодичністю, що дорівнює періодові обертання нейтронної зорі. Найшвидші пульсари встигають за одну секунду зробити сотні обертів навколо осі обертання. Це так звані *мілісекундні пульсари*, періоди яких не перевищують десяти мілісекунд. Їх сьогодні відомо понад тридцять. Вдалося з'ясувати, що такі пульсари входять до складу подвійних систем. Акреція речовини сусідньої зорі на пульсар може спричинити підвищення темпу обертання останнього.

Швидке обертання надає формі нейтронної зорі помітної сплюснутості, а це, у свою чергу, викликає істотні натяги в її твердій нейтронній корі. Поступове їх накопичення може спричинити різку деформацію поверхні зорі — *зоретрус*, який проявляє себе у епізодичних стрибкоподібних змінах величини періоду. Для деяких пульсарів це явище справді спостерігається.

Відстані до пульсарів обчислено за допомогою різниці в часі між моментом реєстрації імпульсів на високих і низьких частотах. Ця різниця виникає тому, що групова швидкість сигналів на різних частотах є неоднаковою в процесі їх проходження через міжзоряне середовище, де є певна кількість вільних електронів (відоме явище дисперсії електромагнітного випромінювання). Оцінюючи незалежним шляхом концентрацію електронів вздовж променя зору, виявили, що пульсари перебувають на відстанях від десятків до тисяч пк від Сонця, і що ці об'єкти групуються поблизу площини Молочного Шляху. Сьогодні відомі два пульсари, які розташовані в залишках наднових зір. Окрім PSR 0531+21 у Крабоподібній туманності, це ще PSR 0833–45 у сузір'ї Парусів. Обидва вони — наймолодші пульсари з усіх відомих. Навколо інших залишки наднових зір відсутні, що ймовірно пов'язано з їх достатньо великим віком (мільйони років), який набагато перевищує час існування залишків наднових. Прості оцінки свідчать про те, що за такий тривалий час оболонка, скинута під час спалаху наднової II типу, має повністю розсіятися у міжзоряному середовищі.

19.6 Рентгенівські змінні зорі

Упродовж останніх десятиліть були виявлені потужні джерела рентгенівського випромінювання — *рентгенівські зорі*. Позначають ці об'єкти так: спочатку записують сузір'я, в якому є джерело, потім — латинська літера X, що символізує рентгенівське випромінювання («ікс-промені») та порядковий номер об'єкта у цьому сузір'ї.

Визначили, що рентгенівські джерела є тісними подвійними зоряними системами (деякі з них є затемнювано-змінними у рентгенівському діапазоні), в яких один (головний) компонент — нормальна зоря, а другий — компактний об'єкт (білий карлик, нейтронна зоря або чорна діра). Випромінюють рентгенівські зорі завдяки механізму акреції газу від нормальної зорі (донора) на поверхню компактного об'єкта. Виявлено, що головні компоненти цих систем заповнили свої порожнини Роша. Якщо це так, то в системі через внутрішню точку Лагранжа L_1 відбувається перетікання речовини в напрямку до другого компонента. Потік газу, що рухається до компактного об'єкта з потужним гравітаційним полем, у момент зустрічі з його поверхнею досягає швидкості близько 100 000 км/с. Унаслідок падіння на вторинний компонент одного грама речовини виділяється енергія (причому саме в рентгенівському діапазоні) близько 10^{13} Дж. Типові світності рентгенівських зір $L_x \approx 10^{28} - 10^{32}$ Вт. Для забезпечення світності рентгенівської зорі $L_x \approx 10^{30}$ Вт достатньо, щоб на її поверхню щосекунди падало усього близько 10^{14} кг речовини головного компонента.

Якщо білий карлик, або нейтронна зоря до того ж мають потужне магнітне поле $10^7 - 10^9$ Тл, то воно спрямовує падаючу речовину в бік магнітних полюсів. Тут утворюються «гарячі плями», що за наявності обертання компактного об'єкта призводить до появи феномена *рентгенівського пульсара*. Періоди надходження імпульсів є в межах від близько однієї секунди до тисяч секунд.

Два таких пульсари досліджені досить детально. Перший з них — рентгенівське джерело Геркулес X-1, період пульсації якого дорівнює 1,2378 с. Разом з оптичною змінною зорею HZ Геркулеса цей пульсар утворює подвійну систему, період обертання якої становить 1,7 доби. Упродовж цього ж проміжку часу блиск змінної коливається від 13^m до 15^m . Зміну блиску оптичної зорі пояснюють її обертанням з періодом 1,7 доби навколо своєї осі і тим, що в її півсфері, повернутій до рентгенівського джерела, є гаряча пляма. Ця пляма утворюється внаслідок нагріву речовини зорі рентгенівським випромінюванням нейтронного компонента. Зазначимо також, що з кожних 36 діб пульсар спостерігають лише 12, в останні 24 доби потік рентгенівського випромінювання нижчий від рівня чутливості приймальної апаратури. Очевидно, внаслідок прецесійного руху осі обертання нейтронної зорі Земля на цей час виходить з діаграми спрямованості випромінювання пульсара. Маса зорі HZ Геркулеса дещо перевищує масу Сонця, її радіус $2R_\odot$, маса пульсара близько $1,5M_\odot$.

Іншим рентгенівським пульсаром (компонентом подвійної системи) є джерело Кентавр Х-3. Орбітальний період обертання системи 2,087 доби, період імпульсного рентгенівського випромінювання $P = 4,84$ с. Це рентгенівське джерело ототожнили зі спектрально-подвійною зорею 13^m . Дослідження спектра системи дали змогу зробити висновок, що маса оптичної зорі $M = 15M_{\odot}$, її радіус $R = 7,2R_{\odot}$. Компонент — джерело рентгенівського випромінювання — має масу $M = 1,5M_{\odot}$ і є нейтронною зорею.

У середині 70-х років виявили ще два типи рентгенівських об'єктів — поляр і барстери. *Поляр* — це об'єкт, характерною особливістю якого є сильна (до 30%) і змінна з часом поляризація випромінювання. Це випромінювання виникає під час акреції речовини одного з компонентів тісної подвійної системи — червоного карлика на другий компонент — зорю білий карлик, що має надзвичайно сильне магнітне поле. *Барстери* (від англійського *burst* — вибух) — це спалахуючі рентгенівські джерела, в яких явище спалаху повторюється через декілька годин або діб. За один спалах у рентгенівському діапазоні виділяється енергія 10^{32} Дж. Тут також відбувається перетікання речовини від одного компонента, що заповнює свою порожнину Роша, до іншого, який є нейтронною зорею. Перш ніж досягнути поверхні нейтронної зорі, плазма утворює біля неї акреційний диск. Між спалахами рентгенівського випромінювання (так звана фонові світність) енергетично забезпечується акрецією речовини, що спричиняє зменшення власної гравітаційної енергії нейтронної зорі, яке йде на її розігрів, і «горінням» Гідрогену на її поверхні. Спалах відбувається після того, як упродовж кількох годин на поверхні нейтронної зорі утворюється шар критичної маси речовини, в якому температура сягає 10^8 К, і у вибуховому режимі розпочинається термоядерна реакція «горіння» Гелію. Після швидкого «вигорання» Гелію у шарі акреція відновлюється, і за короткий час знову досягається критичне значення маси в шарі, що спричиняє наступний термоядерний вибух. За результатами вивчення розподілу цих зір у Галактиці встановлено, що барстери належать до сферичної підсистеми Галактики (див. підрозділ 21.6).

Розділ 20

ФІЗИКА ТУМАННОСТЕЙ

20.1. Дифузна матерія в Галактиці. Міжзоряне поглинання світла

Від сузір'я Лебедя до Кентавра Молочний Шлях виглядає роздвоєним. У багатьох місцях обох його гілок і між ними є зони, де порівняно яскравих зір практично немає. Так свідчить про себе темна розріджена речовина, що заповнює простір між зорями. Концентрація її невелика (середня густина міжзоряної речовини близько 10^{-21} кг/м³, що відповідає концентрації частинок $n \approx 10^6$ м⁻³). Проте завдяки великому об'ємові простору між зорями тут міститься кількість речовини, сумірна з загальною масою зір у Галактиці (близько 20% і 80% за масою відповідно).

Обговорюючи фізичний стан речовини у міжзоряному середовищі, окремо розглядають галактичний дифузний газопиловий субстрат і його згущення у вигляді газопилових хмар — *туманностей*.

Безпосереднім доказом наявності дифузної (розсіяної) речовини у міжзоряному просторі стало відкриття у 1904 р. німецьким астрономом Йоганнесом Гартманном існування міжзоряного газу. Він виявив у спектрі подвійної зорі δ Оріона вузькі лінії поглинання іонізованого Кальцію, які, на відміну від інших ліній спектра, не брали участі у періодичних зміщеннях свого положення, зумовлених ефектом Допплера, який є наслідком обертання компонентів цієї системи навколо спільного центра мас. Тому ці лінії не могли виникнути в атмосфері жодної із зір системи δ Оріона. З цього Гартманн зробив правильний висновок про те, що між Сонцем і δ Оріона є міжзоряна хмара, яка спричиняє поглинання світла від зорі у

згаданих вище лініях Кальцію. Згодом так само відкрили лінії міжзоряного Натрію, Калію, Титану, Феруму, смуги поглинання молекул CH, CN і багатьох інших.

Доречно тут згадати, що, вивчаючи розподіл зір у різних ділянках неба, російський вчений В. Я. Струве ще в XIX ст. дійшов висновку, що світло зір послаблюється його поглинанням міжзоряною речовиною (це — *міжзоряне поглинання світла*). У свою чергу, американський вчений Отто Струве разом з радянським астрофізиком Б. П. Герасимовичем (обидва мають українське походження) з'ясували фрагментарність у розподілі цієї речовини, рухи газових хмар одна відносно одної.

Остаточо міжзоряне поглинання світла визнали лише на початку 30-х років XX ст. завдяки роботам американського астронома Роберта Трюмплера. Було доведено, що основний внесок у міжзоряне поглинання дає не міжзоряний газ, а пил, маса якого становить лише 0,1%–0,5% від повної маси Галактики. Розміри космічних порошинок змінюються у значному діапазоні. Ефективно ж поглинають і розсіюють світло у видимій та ультрафіолетовій частинах спектра пилінки з типовими розмірами 0,01–1,0 мкм (10^{-8} – 10^{-6} м). Дослідження розподілу газу і пилу свідчить, що в середньому приблизно на один кубічний метр міжзоряного простору припадає мільйон атомів газу, а одна пилова частинка — приблизно на 10^2 – 10^8 м³ (зазначимо, що в газопилових хмарах концентрація пилинок значно вища). На перший погляд може здатися, що за таких незначних концентрацій роль пилу в Галактиці неістотна, але насправді це не так.

Утворюються пилінки шляхом поступового налипання за низьких температур атомів і молекул різних хімічних елементів, як-от CH, H₂O, HCO, NH₃, CH₄, Fe, SiO та ін. І залежно від переважаючого в складі порошинок хімічного елемента вони можуть бути графітовими, силікатними, залізними чи навіть крижаними (утвореними із замерзлої води, вуглеводнів, аміаку та ін). Вірогідніше, що міжзоряні пилінки мають складну структуру — внутрішня зона із тугоплавких елементів і оболонка, яка включає до свого складу замерзлі сполуки летючих речовин. Пилінки починають своє формування у верхніх холодніших шарах атмосфер надгігантів пізніх спектральних класів. Саме тут, де температурні умови дають змогу конденсуватися лише тугоплавким елементам, і починають формуватися ядра пилинок. Згодом, під дією зоряного вітру і тиску випромінювання, вони потрапляють до міжзоряного середовища, де температура значно нижча. І тут на ядрах пилинок намерзає крижана оболонка.

Спостереження далеких зір, які перебувають у площині галактичного диска, сильно утруднені, оскільки поглинання світла пиловими часточками істотно послаблює їхнє світло на його шляху до Землі: адже послаблення світла зір поблизу галактичної площини досягає у візуальних променях 2^m на 1 кпк, а в фотографічних променях — 4^m на 1 кпк. Сильне поглинання світла пилом протягом довгого часу унеможливило спостереження центральної зони Галактики в оптичному діапазоні.

Строгий метод урахування міжзоряного поглинання світла розробив російський вчений П. П. Паренаго. Нехай A_1 — поглинання світла в зоряних величинах на довжині шляху в 1 пк. Тоді справжня зоряна величина m_0 зорі, відстань до якої r пк, є меншою від спостережуваної m на величину поглинання $A_1 r$, тобто

$$m_0 = m - A_1 r. \quad (20.1)$$

Тому формулу (14.4), якою пов'язані між собою видима величина m і абсолютна величина зорі M , можна записати:

$$M = m + 5 - 5 \lg r - A_1 r. \quad (20.2)$$

За цією формулою обчислюють абсолютну зоряну величину зорі, якщо відоме загальне поглинання у її напрямку $A_1 r$. І навпаки, якщо абсолютна зоряна величина M визначена якимось іншим методом (наприклад, з аналізу спектра) і відстань до зорі відома, то розв'язують обернену задачу — обчислюють поглинання A_1 у напрямку на зорю.

Дослідження міжзоряного поглинання світла за допомогою фотоелектричних спостережень зір у декількох спектральних діапазонах показало, що в широкому інтервалі довжин хвиль (від 400 до 700 нм) коефіцієнт поглинання змінюється обернено пропорційно довжині хвилі ($\kappa(\lambda) = b/\lambda$, див. рис. 20.1). З теорії випливає, що така залежність коефіцієнта поглинання від довжини хвилі буває, якщо пил міжзоряного середовища складається з частинок, діаметри яких менше мікрона (10^{-6} м.)

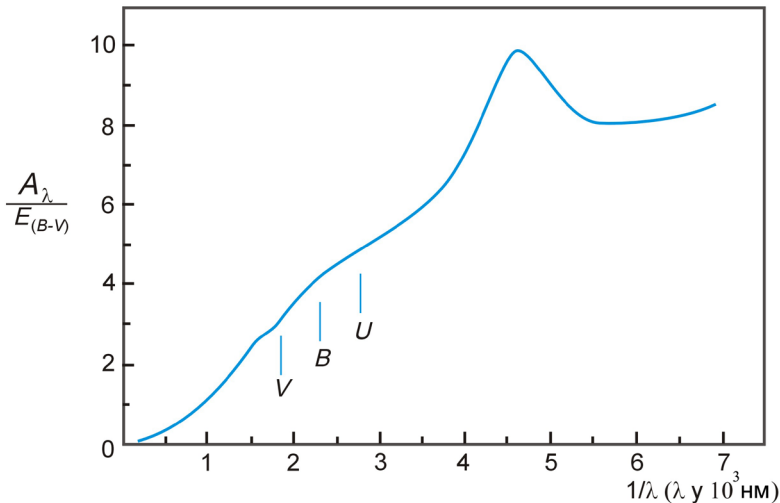


Рис. 20.1. Залежність міжзоряного поглинання від довжини хвилі. Вказано приблизне положення смуг фотометричної системи UBV

Оскільки коефіцієнт поглинання світла міжзоряними частинками збільшується зі зменшенням довжини хвилі, то сині промені поглинаються сильніше, ніж жовті, і показник кольору зір зростає. Різницю між спостережуваним $(B - V)$ і справжнім $(B - V)_0$ показниками кольору називають *надлишком кольору*:

$$E_{B-V} = (B - V) - (B - V)_0. \quad (20.3)$$

Зі спостережень виявили наближене співвідношення:

$$A_V \approx 3,2 E_{B-V}, \quad (20.4)$$

де A_V — загальне поглинання світла у візуальних променях. Надлишок кольору визначають сумісними фотоелектричними і спектральними спостереженнями. Першими знаходять спостережувані, другими — справжні показники кольору.

У середньому для зір, що перебувають у площині галактичного диска на відстані 1000 пк від Сонця, надлишок кольору $E_{B-V} \approx 0,5^m$, що дає для $A_V = \Delta m = 3,2 E_{B-V} = 1,6^m$. Ефективність поглинання визначається оптичною товщиною шару (див. підрозділ 8.2) $\tau = \sigma nr$, де σ — площа поперечного перерізу пилінки, n — концентрація пилинок, а $\tau = \Delta m / 1,086$ (число у знаменнику є результатом добутку числа 2,5 на $\lg e = 0,4343$ — модуль переходу від натурального логарифма до десяткового, оскільки оптична товщина пропорційна натуральному логарифму — див. (8.14) — на відміну від зоряних величин, які визначаються десятковим логарифмом). Звідси знайдемо, що концентрація пилинок $n \approx 10^{-6} \text{ м}^{-3}$, якщо їх характерний розмір дорівнює 10^{-7} м . У щільних міжзоряних газових хмарах вона в десятки тисяч разів більша. У темних компактних газових утворах розміром 0,1–1,0 пк, які називають *глобулами*, вона вища ще на порядок.

Незважаючи на значно більшу концентрацію, газовий компонент міжзоряного середовища виявити та досліджувати набагато складніше, ніж пиловий. Основна складова міжзоряного газу — це Гідроген. У залежності від локальних умов, він перебуває в нейтральному (атомарному) стані, в іонізованому, або ж у формі молекулярного Гідрогену. Присутність нейтрального Гідрогену виявляється по радіовипромінюванню на частоті 1420 МГц (довжина хвилі 21 см). Поблизу молодих і гарячих зір спектрального класу O та B з потужним ультрафіолетовим випромінюванням атомарний Гідроген міжзоряного середовища переходить в іонізовану форму. Прикладом випромінюючої зони іонізованого Гідрогену, яку можна спостерігати на небі навіть неозброєним оком, є туманність у сузір'ї Оріона. Ця туманність одержує енергію від декількох гарячих зір, розташованих поблизу неї.

Частина міжзоряного Гідрогену перебуває у формі молекул H_2 . Атомарний Гідроген переходить у молекулярну форму в тих ділянках Галактики, де температура відносно низька і де є достатня концентрація пилинок, на поверхні яких і відбувається об'єднання атомів Гідрогену в молекули (пилинки тут діють як хімічний каталізатор).

Поряд із порівняно рівномірним розподілом речовини в міжзоряному середовищі, у Галактиці також трапляються локальні зони з різко підвищеною концентрацією газу. Це — окремі *газові хмари*. Наприклад, кількість молекул Гідрогену в кубічному метрі хмари молекулярного Гідрогену може перевищувати 10^9 . Температура таких хмар низька — менше 20 К. Молекулярні хмари можуть мати гігантські розміри і маси, аж до ста тисяч мас Сонця.

Дослідження останніх десятиліть показали, що крім молекулярного Гідрогену в міжзоряному середовищі є й інші молекули (природно, в значно менших концентраціях), зокрема — не один десяток найменувань молекул, що мають органічну природу. Серед них — вода (H_2O), аміак (NH_3), метан (CH_4), ціанід (HCN), формальдегід (H_2CO), ацетилен (HC_2H), етанол ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$), метілацетилен ($\text{HC}_3\text{C}_2\text{H}$), етилціанід ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CN}$), є й значно простіші: гідроксил (OH), ціан (CN), карбон оксид (CO) та багато інших.

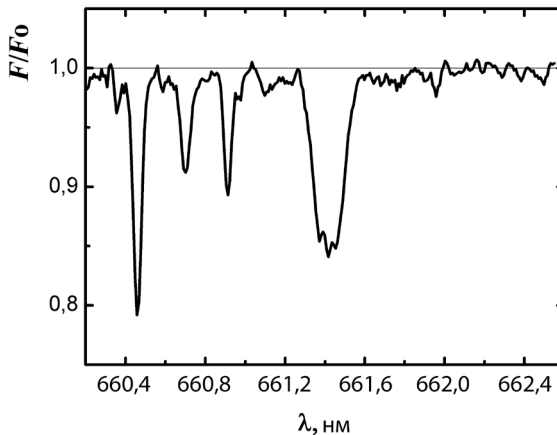


Рис. 20.2. Широка міжзоряна смуга в спектрі зорі μ Цефея. Більш вузькі спектральні лінії належать самій зорі

Упродовж останніх десятиліть активно досліджують ще більш складніші молекулярні утворення, які існують в газових хмарах. Вони виявляють себе, коли світло зорі проходить крізь хмару, або кілька хмар, розташованих на промені зору спостерігача, у вигляді дифузних (широких) міжзоряних смуг (ДМС) поглинання в зоряному спектрі (див. рис. 20.2). Майже сто років з моменту їхнього відкриття вони становили велику загадку для астрономів. Нині кількість ДМС, які спостерігаються в ультрафіолетовій, видимій та інфрачервоній ділянках спектра, сягає більше чотирьох сотень. Ширина тієї чи іншої смуги може становити від 0,2 до 6 нм. Сьогодні вважають, що носії таких смуг — це

багатоатомні молекулярні утворення, до складу яких входять переважно атоми Карбону і Гідрогену. Ними можуть бути, наприклад, поліциклічні ароматичні карбоногідрогени. Серед них можна назвати такі, як: пірен, антрацен, нафталін, карбонові ланцюжки тощо. Крім цього, дифузні смуги можуть виникати за рахунок поглинання поліінів і фулеренів. Перші — це також складні молекули, побудовані переважно з Карбону і Гідрогену, а другі — це утворення, які являють собою опуклі замкнуті багатогранники, складені із парної кількості атомів Карбону (наприклад, C_{60} , C_{70} та ін.).

Слід зазначити, що тут ми маємо справу з органічною матерією. В земних умовах такі складні молекули, як поліциклічні ароматичні карбогідрогени, виявляються у покладах вугілля або у смолах. Вони утворюються, наприклад, під час смаження продуктів харчування. Полііни свого часу були виділені з квітів, а штучно виготовлені фулерени сьогодні ефективно застосовують в промисловості.

20.2. Туманності

Перш ніж надати опис туманностей, зазначимо, що до початку ХХ століття газовими туманностями вважали усі протяжні об'єкти далекого космосу. Потім виявилось, що до туманностей помилково відносили і зоряні системи — галактики. Незважаючи на це, в окремих випадках назва «туманність» збереглася у позначенні галактики (як от, галактика М 31 — Туманність Андромеди).

Туманності поділяють на темні і світлі (рис. 20.3). У різних місцях міжзоряного середовища відносна концентрація газу і пилу неоднакова. Вміст пилу в *дифузних туманностях* — протяжних хмарах неправильної форми, розміри яких досягають сотень парсеків, — істотно зростає з наближенням до галактичної площини. Тут трапляються цілі комплекси *пилових туманностей*, причому маса такого комплексу може сягати $10\,000M_{\odot}$. Темні туманності виділяються на загальному зоряному фоні завдяки поглинанню світла зір, розташованих — з погляду спостерігача — за ними. Але, якщо у просторі поблизу газово-пилової туманності є достатньо яскрава зоря, то туманність стає видимою. Туманність може стати видимою навіть без сусідньої зорі, якщо у ній самій проходять високоенергійні динамічні процеси, які нагрівають газ (наприклад, рухи ударних хвиль). Світлі туманності бувають двох типів. Одні — самосвітні туманності — мають спектри з яскравими емісійними лініями, їх названо *емісійними туманностями* (наприклад, зони іонізованого Гідрогену III, волокнисті і планетарні туманності). Типовий приклад — туманність із сузір'я Оріона. Другі — це *відбивні туманності*, які лише розсіюють світло близьких зір. Для них типовим є спектр із лініями поглинання, що збігається зі спектром зорі, яка цю туманність освітлює.

Два типи туманностей формуються, очевидно, з оболонки зір на пізніх етапах їхнього розвитку. Це — *волокнисті*, які світять за рахунок енергії

ударних хвиль, і *планетарні туманності*, для яких джерелом енергії є гаряча центральна зоря — білий карлик. Принаймні частина волокнистих туманностей є залишками спалахів наднових зір. Крабоподібна туманність — залишок спалаху наднової — є прикладом волокнистої туманності. Планетарні туманності, які мають кільцеподібну в проекції (а насправді — сферичну) форму, одержали таку назву тому, що у разі розглядання їх у телескоп мають вигляд слабких дисків зеленкуватого кольору, чим нагадують планети Уран і Нептун.

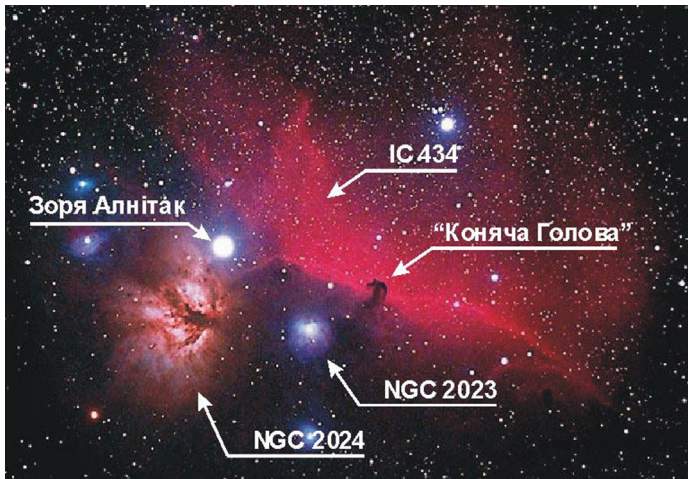


Рис. 20.3. Комплекс світлих і темних туманностей в сузір'ї Орiona поблизу зорі Алнітак (ζ Орiona); добре видно темну туманність «Коняча голова» (Барнард 33), емісійні туманності NGC 2024 і IC 434, а також відбивну туманність NGC 2023



Рис. 20.4. Планетарна туманність NGC 7293 (Слимак) із сузір'я Водолиа

Кутовий діаметр найближчої до нас планетарної туманності з сузір'я Водоля (рис. 20.4) сягає $15' \times 12'$, здебільшого ж для цих об'єктів він не перевищує $0,3' - 0,4'$. (Відстань до туманності у Водолії — позначення NGC 7293, або Слинак — усього 140 пк, її сумарна інтегральна зоряна величина $6,8^m$).

Ще один приклад — туманність Абель 39 (рис. 20.5), яка перебуває на відстані близько 2000 пк. Її лінійний діаметр дорівнює 1,5 пк.



Рис. 20.5. Планетарна туманність Абель 39 із сузір'я Геркулеса

Вважають, що середній вік планетарної туманності становить 10–20 тис. років. Розширюючись у міжзоряний простір зі швидкістю 20–40 км/с, туманність поступово розсіюється і врешті-решт стає невидимою.

20.3. Фізичні процеси в емісійних туманностях. Зони НП

У спектрах дифузних емісійних і планетарних туманностей на надто слабкому неперервному фоні видно велику кількість емісійних ліній. Найяскравішими з них є дві зелені лінії $\lambda = 495,8$ нм і $\lambda = 500,6$ нм. Їх називають *небулярними*, тобто такими, що належать до небули (від лат. *nebula* — туманність), і позначають відповідно N_1 та N_2 . Положення цих ліній не відповідає жодній із спектральних ліній, які спостерігалися в земних лабораторіях. Тому спочатку припустили, що вони належать небулію — газу, який є лише в туманностях. Природу небулярних ліній з'ясували у 1927 р. Виявилось, що лінії N_1 і N_2 належать двічі іонізованому атому Оксигену ОІІ. Вони можуть виникати лише в умовах винятково високого розрідження

речовини, створити яке в земних лабораторіях не можна навіть у сучасних вакуумних приладах. Називають такі лінії *забороненими*, тому що зобов'язані вони своїм існуванням особливим переходам атомів (іонів) з одного енергетичного стану в інший, проте вони заборонені квантовими правилами відбору переходів. Але така заборона не є абсолютною, тому ймовірність переходу хоч і мала, але все ж таки не нульова. У збудженому стані, якщо перехід заборонений, атом (іон) може перебувати досить довгий час — від 10^{-5} с до кількох діб, це — *метастабільний* стан. Якщо перехід дозволений, атом (іон) залишається у збудженому стані лише 10^{-8} – 10^{-7} с.

Туманність світиться у заборонених лініях завдяки збудженню електронними ударами до метастабільного стану іонів Нітрогену, Оксигену, Сульфурі та інших. В результаті зіткнення окремого іона з вільним електроном останній передає іону частину своєї енергії (наприклад, для іона OIII енергія збудження метастабільного стану становить 2,5 eV). Через деякий час (для іона OIII він становить 40 с) іон повертається у початковий енергетичний стан, внаслідок чого випромінюється квант світла відповідної енергії. Оскільки процес радіативного переходу між згаданими енергетичними рівнями є заборонений, кванти, які виникають у таких процесах, практично не поглинаються речовиною туманності і вільно виходять за її межі. Внаслідок багатьох таких самих переходів формується заборонена емісійна лінія в спектрі.

Світіння дифузних туманностей збуджує зоря раннього спектрального класу, що перебуває поряд і є потужним джерелом неперервного УФ-випромінювання. У планетарних туманностях енергетичним джерелом є також ядро (білий карлик).

Неперервне УФ-випромінювання з довжиною хвилі $\lambda \leq 91,2$ нм, тобто у лайманівському континуумі Lc, здатне іонізувати атоми Гідрогену, які перебувають в основному енергетичному стані. Наприклад, зоря Спіка (α Діви) за ефективної температури $T_{\text{еф}} = 20\,000$ К і радіуса $R = 10R_{\odot}$ щосекунди випромінює близько 10^{46} квантів лайманівського континууму, завдяки чому може іонізувати весь Гідроген навколо себе на відстанях у десятки парсеків. Такі зони іонізованого Гідрогену навколо зір спектральних класів O–B отримали назву зон III або *зон Стремгrena*.

У разі поглинання енергія Lc-кванта витрачається на іонізацію атома Гідрогену і на надання кінетичної енергії відірваному від атома Гідрогену електрону. Згодом ця кінетична енергія перерозподіляється між іншими електронами в процесах зіткнень, внаслідок чого газ у туманностях нагрівається.

Світіння туманностей у дозволених лініях виникає внаслідок рекомбінацій атомів та їх подальших переходів з вищого енергетичного рівня на нижчий з випромінюванням квантів, що відповідають цим переходам. Електрони, захоплені ядром атома Гідрогену, можуть переходити з вищих

рівнів на другий рівень, випромінюючи при цьому кванти світла ліній серії Бальмера; якщо ж переходи відбуваються на перший енергетичний рівень, то у спектрі формуються лінії серії Лаймана (див. підрозділ 8.5).

Завдяки цьому можна помітити світіння протяжних НІІ зон як у нашій, так і в інших галактиках. Ці зони мають надвисокі світності, і їх можна використовувати для визначення відстаней до інших галактик.

Отже, завдяки поглинанням Lc-квантів Гідроген іонізується і туманність нагрівається, а за рахунок випромінювання в заборонених лініях вона охолоджується. Обидва ці процеси встановлюють і підтримують у туманності певну теплову рівновагу, визначаючи температуру речовини. Вимірювання інтенсивностей заборонених ліній дає змогу виявити концентрацію частинок газу в туманності та її температуру. В результаті обчислено, що кінетична температура газу в зонах НІІ і в планетарних туманностях дорівнює 7000–14 000 К, тоді як у неіонізованому міжзоряному середовищі вона істотно нижча (10–100 К).

Спостереження в радіодіапазоні показали, що деякі газові туманності, зокрема і туманність Оріона, випромінюють надто вузькі і надзвичайно інтенсивні лінії на частоті близько 1665 МГц (довжина хвилі $\lambda = 18$ см) за ширини лінії 0,5 кГц. Якщо таку ширину пояснювати тепловим рухом частинок, що випромінюють (ефект Доплера), то кінетична температура речовини мала б бути близькою до 3 К. Якщо ж температуру оцінювати за величиною енергії, яка випромінюється в цій радіолінії, то одержують неймовірно високе значення 10^{15} К. Спочатку вважали, що згадана лінія належить невідомій, але досить поширеній у космосі речовині, яку назвали «містеріум». Згодом з'ясували, що джерелом цих радіоліній є *космічні мазери* (відкриті у 1965 р.) — потужні генератори космічних радіохвиль. Принцип дії мазерного механізму в молекулах аналогічний принципу дії таких штучних джерел випромінювання, як лазери. Мазерна лінія 1665 МГц належить молекулі гідроксилу ОН. Ще потужнішу мазерну лінію водяної пари H_2O зареєстровано у 1969 р. на довжині хвилі 1,35 см. Згодом було встановлено, що існують такі джерела мазерного випромінювання, які працюють на молекулах SiO , CH_3OH , та ін. Існування ліній радіовипромінювання молекул ОН, СН та інших передбачив у 1949 р. Й. С. Шкловський.

20.4. Магнітні поля у міжзоряному середовищі. Космічні промені

У 1948 р. відкрито *міжзоряну поляризацію світла* і виявлено, що від зорі до спостерігача надходять електромагнітні хвилі з переважно однаково орієнтованим електричним вектором. Зроблено висновок, що це явище зумовлене розсіянням світла зір на міжзоряних пилинках, які мають витягнуту форму й орієнтовані у просторі однаково. Буквально через рік астрономи дійшли висновку, що у міжзоряному просторі є *магнітні поля*

з індукцією близько 10^{-10} – 10^{-9} Тл, які відіграють головну роль у орієнтації пилинок. З теорії випливає, що кожна пилінка швидко обертається навколо своєї малої осі, залишаючись наче нанизаною на магнітну силову лінію. Дослідження поляризації світла зір стало важливим джерелом інформації про геометрію міжзоряних магнітних полів. Так визначили, що це магнітне поле паралельне площині Молочного Шляху.

На існування великомасштабного упорядкованого магнітного поля в Галактиці вказує витягнута форма світлих туманностей. Як довів Г. А. Шайн, магнітне поле Галактики перешкоджає розширенню плазми світлих туманностей поперек поля, не заважаючи водночас їй розширюватися уздовж нього і набувати витягнуту в напрямку магнітного поля форму. Індукція магнітного поля у щільних газових хмарах може на порядок перевищувати середнє галактичне значення.

Поблизу Землі спостерігають заряджені частинки надзвичайно високих енергій, які доходять до Землі з космічного простору, — *космічні промені* (сюди входять і сонячні космічні промені, що генеруються під час спалахів на Сонці). Космічні промені галактичного походження доходять до Землі приблизно в однаковій кількості з усіх напрямків, що свідчить про їхній ізотропний розподіл у просторі. Існування космічних променів було встановлено на початку ХХ століття.

У 1948 р. визначили склад космічних променів за межами земної атмосфери. Основну частину їх енергії несуть протони — їх за кількістю більше 90%. Ще 7% — це α -частинки. На електронну складову припадає лише 1% від числа усіх частинок, а на ядра важчих хімічних елементів — ще менше. Енергія частинок галактичних космічних променів може досягати 10^{14} Дж, що істотно перевищує можливості сучасних лабораторних прискорювачів. Висока ізотропія просторового розподілу галактичних космічних променів не дає змоги безпосередньо встановити, де саме в Галактиці вони виникають. Але деякі важливі висновки стосовно імовірних джерел можна зробити зі спостережень космічного γ -випромінювання. Ця можливість ґрунтується на тому, що в результаті зіткнень релятивістських частинок космічних променів з ядрами атомів міжзоряного середовища (переважно з ядрами атомів Гідрогену) утворюються нестабільні π^0 -мезони, які згодом розпадаються на два γ -кванти. Їхня енергія перебуває в діапазоні 68 МеВ і вище. Оскільки ж γ -випромінювання не взаємодіє з галактичним магнітним полем, то траєкторія народжених у такому процесі γ -квантів залишається майже незбуреною. Тому їх спостережуваний просторовий розподіл може багато чого сказати про місця їх виникнення, а отже, посередньо вказати і на місця формування самих космічних променів. Спостереження галактичного γ -випромінювання зі штучних супутників показало, що воно, на відміну від космічних променів, має досить неоднорідний розподіл, який нагадує просторовий розподіл залишків наднових зір. Тому сьогодні є загальноприйнятим пов'язувати походження галактичних космічних

променів зі спалахами наднових зір, які генерують частинки високих енергій. Подальше прискорення таких частинок відбувається у міжзоряному середовищі за рахунок галактичного магнітного поля і ударних хвиль. Тут вони набувають надвисоких енергій.

Ще одним доказом існування магнітного поля і одночасно космічних променів у міжзоряному середовищі є загальне *радіовипромінювання Галактики*. У 1952 р. Й. С. Шкловський довів, що воно ділиться на дві складові, які істотно відрізняються за розподілом енергії в спектрі. У першій з них, *плоскої складової*, інтенсивність випромінювання найбільша у площині Молочного Шляху. У другій, *сферичної складової*, рівномірно розподіленої по небу, інтенсивність радіовипромінювання зростає з довжиною хвилі, що вказує на її нетеплову природу. Природа радіовипромінювання сферичної складової добре пояснюється синхротронним випромінюванням релятивістських електронів з енергіями понад 10^8 еВ у магнітному полі з індукцією близько 10^{-9} Тл.

Частина VII

**ОСНОВИ ГАЛАКТИЧНОЇ
І ПОЗАГАЛАКТИЧНОЇ
АСТРОНОМІЇ**

Конкретні уявлення про структуру нашої Галактики сформувалися за останні 300 років, головним чином у ХХ ст. Тим більше це стосується світу інших галактик. Хоча правильні здогадки щодо будови Всесвіту виникли ще задовго до нашої ери.

Зокрема, давньогрецький філософ Демокріт твердив, що Всесвіт є нескінченним і що в цьому нескінченному світі «внаслідок зіткнень атомів утворюється нескінченно велика кількість світів, різноманітних за своїми розмірами». Невдовзі, однак, Платон та Арістотель, злякавшись нескінченності, склали уявлення про кристалеву, обмежену за розмірами сферу, яка оточує Землю і до якої підвішені зорі.

За Демокрітом Молочний Шлях — це скупчення великої кількості зір. Для Арістотеля — це лише якісь випаровування, що піднімаються догори і там самозаймаються. Велику роль у визначенні правильного погляду на природу Молочного Шляху зіграли телескопічні спостереження Галілея та його думки, за якими, з огляду на різні яскравості (а отже, як він уявляв, різні кутові діаметри) «навіть з чотирьох зір... не знайдеться і двох однаково віддалених».

Істотним кроком уперед у вивченні будови Галактики були праці англійського астронома В. Гершеля, який, обчислюючи кількість зір до певної зоряної величини на 1083 окремих ділянках неба, зробив висновок, що Галактика має вигляд диска (його розміри Гершель применив у 19 разів). У 1718 р. сподвижник Ньютона Галлей, порівнюючи каталоги зір, складені Гіппархом, Браге і Флемстідом, виявив, що зорі Сіріус, Арктур і Альдебаран змістилися на загальному фоні слабкіших зір. Зіставивши власні рухи 13 зір, Гершель у 1783 р. довів, що Сонце рухається у просторі в напрямку на сузір'я Геркулеса. Загальне обертання Галактики було обґрунтоване математично у ХІХ ст.

Однак за уявленнями Гершеля Сонце мало б перебувати поблизу центра Галактики. І лише у 1918 р. Херлоу Шеплі, дослідивши розподіл кулястих скупчень у просторі (третина їх сконцентрована у сузір'ї Стрільця на площі, що становить 2% площі небесної сфери), виявив, що насправді Сонце перебуває далеко від згаданого центра; за його оцінками — на відстані 50 000 св. років, що, як дослідили згодом, децю перебільшене.

Відкривши і склавши каталоги загалом понад 2500 туманностей, Гершель визначив різноманітність їхніх форм і значну частину назвав молочними шляхами, які мали б бути подібними до нашої зоряної системи і відстані до яких Гершель оцінював мільйонами світлових років. Проте згодом він засумнівався у тому, чи правильні його погляди. І ця невпевненість існувала упродовж усього ХІХ і перших двох десятиліть ХХ ст. Лише Е. П. Габблу у 1924 р. вдалося довести, що це справді далекі позагалактичні об'єкти — такі самі зоряні системи, як і наша Галактика.

Розділ 21

НАША ГАЛАКТИКА

21.1. Молочний Шлях. Галактичні координати

Ясної безмісячної ночі на зоряному небі добре видно Молочний Шлях — яскраву сріблясто-білу смугу, яку давні греки називали γαλαктиκος, тобто молочне коло (від гр. γαλα — молоко). Назва Галактики походить з давньогрецької легенди, за якою молоко богині Гери пролялося, коли вона відштовхнула маленького Геракла, якого Зевс приклав до грудей богині. У північній півкулі неба Молочний Шлях проходить через сузір'я Близнят, Тельця, Візничого, Персея, Кассіопеї, Андромеди, Ящірки, Цефея і Лебедя. У цьому сузір'ї він роздвоюється. Західна гілка закінчується у сузір'ях Змії і Змієносця, а східна проходить через сузір'я Лисички, Стріли, Орла, і далі переходить у південну півкулю в сузір'я Щита, Стрільця, Скорпіона, Жертовника, Косинця і Вовка. Тут Молочний Шлях знову зливається в одну смугу, проходячи через сузір'я Циркуля, Південного Трикутника, Кентавра, Мухи, Південного Хреста, Кіля, Парусів, Компаса, Корми, Великого Пса, тут переходить у північну півкулю неба через сузір'я Однорога й Оріона, поблизу якого розташоване сузір'я Близнят.

Особливості будови Галактики досліджували кілька поколінь астрономів. Сьогодні інформація про неї надходить завдяки дослідженням випромінювання в інфрачервоному, рентгенівському та γ-діапазоні. Розподіл нейтрального Гідрогену в Галактиці вивчають за його випромінюванням у радіодіапазоні. Сам же центр Галактики перебуває в сузір'ї Стрільця. Його

координати в екваторіальній системі $\alpha = 17^{\text{h}}45,67^{\text{m}}$, $\delta = -29^{\circ}00,47'$. Він, однак, недосяжний для спостережень у видимому світлі, бо сконцентровані тут газопилові хмари послаблюють світло на 30^{m} .

Для дослідження структури Галактики використовують *галактичну систему небесних координат*. Її основою є *галактичний екватор* — коло, що проходить приблизно уздовж середини Молочного Шляху. До небесного екватора він нахилений під кутом $i = 62,6^{\circ}$ і перетинається з ним у двох взаємно протилежних точках — *галактичних вузлах*. *Висхідний* галактичний вузол $\delta\zeta$ (його координати в екваторіальній системі $\alpha = 18^{\text{h}}48,9^{\text{m}}$, $\delta = 0^{\circ}$) розташований в сузір'ї Орла, *низхідний* ζ ($\alpha = 6^{\text{h}}48,9^{\text{m}}$, $\delta = 0^{\circ}$) — у сузір'ї Одророга. Площину галактичного екватора називають *галактичною площиною*. Галактичний екватор ділить небесну сферу на північну і південну галактичні півкулі.

Перпендикуляр, проведений через центр небесної сфери до площини галактичного екватора, перетинається з небесною сферою у *галактичних полюсах*. Північний галактичний полюс ГП (рис. 21.1) розташований у сузір'ї Волосся Вероніки і має екваторіальні координати $\alpha_{\text{ГП}} = 192,75^{\circ}$ ($\approx 12^{\text{h}}51^{\text{m}}$), $\delta_{\text{ГП}} = +27,13^{\circ}$ ($\approx +27^{\circ}7,7'$), південний — у сузір'ї Скульптора.

Велике коло, проведене через галактичні полюси, називають *колом галактичної широти*, яку позначають літерою b , а відлічують від галактичного екватора. Вона додатна в напрямку до північного полюса Галактики. *Галактичну довготу* l вимірюють (у градусах від 0° до 360°) уздовж галактичного екватора з заходу на схід від точки, що відповідає напрямку на центр Галактики, до кола галактичної широти світила.

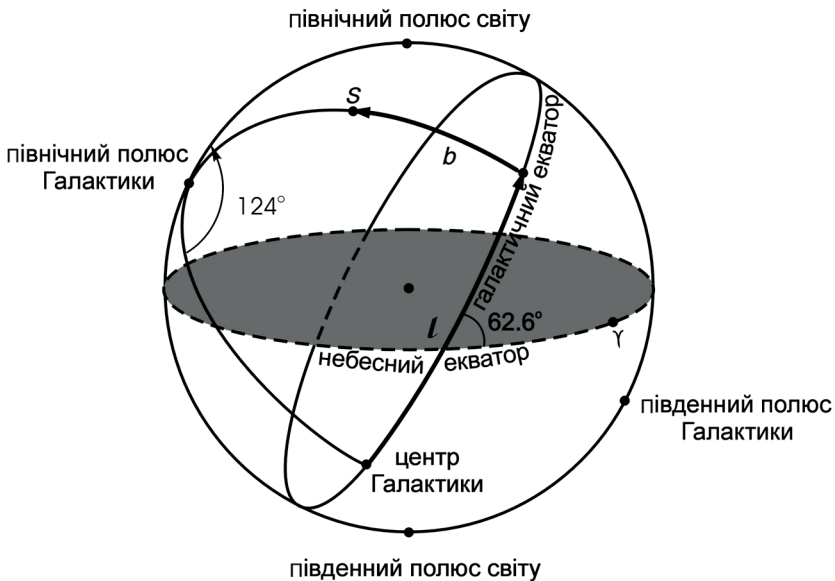


Рис. 21.1. Галактична система координат, S — зоря з координатами l і b

Безпосередньо галактичні координати світила не вимірюють, а обчислюють за його екваторіальними координатами α і δ :

$$\sin b = \sin \delta_{\text{ГП}} \sin \delta + \cos \delta_{\text{ГП}} \cos \delta \cos (\alpha - \alpha_{\text{ГП}}),$$

$$\cos b \sin (l_{\text{ГП}} - l) = \cos \delta \sin (\alpha - \alpha_{\text{ГП}}), \quad (21.1)$$

$$\cos b \cos (l_{\text{ГП}} - l) = \cos \delta_{\text{ГП}} \sin \delta - \sin \delta_{\text{ГП}} \cos \delta \cos (\alpha - \alpha_{\text{ГП}}).$$

Тут галактична довгота північного полюсу світу $l_{\text{ГП}} = 123,932^\circ$.

Координати центра Галактики у розглянутій системі $l = 0^\circ$, $b = 0^\circ$. Положення галактичного центра збігається з напрямком на компактне потужне джерело радіовипромінювання *Стрілець А* (*Sgr A*).

21.2. Поняття про методи зоряної статистики

Один із методів вивчення будови Галактики базується на підрахунку кількості зір до певної видимої зоряної величини. Уперше його застосував Гершель, підраховуючи зорі до $14,5^m$ (які були видно в його телескоп) на згаданих вище 1083 ділянках неба з різною галактичною широтою.

Ось найпростіший приклад статистичного підходу. Найяскравіших зір, величини яких менші чи дорівнюють $1,0^m$, на небі налічується усього 14. З величинами від $1,0^m$ до $2,0^m$ є 27 зір, від $2,0^m$ до $3,0^m$ — 60. Усіх же зір до $4,0^m$ на небі 500, до $5,0^m$ — 1600, до $6,0^m$ — 4800. Обчислення показують, що в цілому на небесній сфері зір із величиною до 10^m є 350 000, до 20^m — 1 млрд і до 25^m — близько 30 млрд.

З цього видно, що в процесі вивчення структури Галактики можна використати два статистичні параметри. Перший — *диференціальна функція блиску* $A(m)$. Вона визначає кількість зір, видима зоряна величина яких є в межах від m до $m + 1$, тобто це приріст кількості зір у разі зростання зоряної величини на 1^m (фактично береться інтервал від $m - 0,5^m$, до $m + 0,5^m$). Друга статистична характеристика — *інтегральна функція блиску* $N(m)$, яка визначає у досліджуваній ділянці неба кількість усіх зір від найяскравіших до m -ї видимої зоряної величини. Очевидно, що $A(m) = dN(m)/dm$.

Як бачимо, функція $A(m)$ зростає зі зростанням m , однак темп цього зростання поступово знижується. Наприклад, якщо $N(6)/N(5) = 2,85$, то $N(13)/N(12) = 2,47$, а $N(21)/N(20) = 1,76$. Це вказує на просторову нерівномірність розподілу зір у Галактиці і наявність міжзоряного поглинання світла. За рівномірного розподілу і за відсутності поглинання, як впливає з *теорема Зеелігера*, має бути $N(m+1)/N(m) = 3,98$. Математична статистика із застосуванням екстраполяції показує, що в площині Галактики кількість зір від найяскравіших до 31^m дорівнює кількості зір, слабкіших 31^m .

Загальна кількість зір у Галактиці, згідно з результатами статистичного аналізу, становить близько 400 млрд.

Підрахунки зір на однакових за розмірами ділянках неба з різною галактичною широтою свідчать про те, що з віддаленням від галактичної площини кількість зір до заданої величини m зменшується. Позначимо інтегральні функції блиску (у розрахунку на один квадратний градус неба) поблизу галактичного екватора через $N(m; 0^\circ)$, а навколо галактичного полюса — $N(m; 90^\circ)$. Відношення $N(m; 0^\circ)/N(m; 90^\circ)$ називають *галактичною концентрацією*. Зі спостережень отримано $N(7; 0^\circ)/N(7; 90^\circ) = 3,5$, тоді як $N(21; 0^\circ)/N(21; 90^\circ) = 44,2$. Тобто приблизно 95% усіх зір Галактики розташовано поблизу галактичної площини. Підрахунки показали, що наша Галактика належить до типу дискових спіральних зоряних систем (див. підрозділ 21.7). Диск Галактики є скупченням великої кількості зір і газопилової матерії, його діаметр становить приблизно 30 кпк, тобто приблизно 100 тис. св. років. Центральна частина диска має потовщення, розміри якого сягають приблизно 3 кпк у радіальному напрямку і 2 кпк у перпендикулярному. Сонце і його планети розташовані майже в площині галактичного диска на відстані близько 8 кпк від галактичного центра. І тому світло всіх далеких зір, що у своїй сукупності формують диск, для нас зливається в одну широку неяскраву розмиту смугу, котру й названо «Молочним Шляхом» (вживається також назва «Чумацький Шлях», проте міжнародна назва — «Молочний Шлях» або «Milky Way»).

21.3. Зоряні скупчення та асоціації

Частина зір Галактики об'єднана у скупчення. *Зоряними скупченнями* називають окремі групи зір, пов'язаних між собою силами взаємного тяжіння. За зовнішнім виглядом зоряні скупчення поділяють на розсіяні та кулясті.

У *кулястих зоряних скупченнях*, що мають сферичну або еліпсоїдальну форму, налічуються десятки, сотні тисяч і навіть мільйони зір. Діаметри кулястих скупчень перебувають в межах від 20 пк до 90 пк, у середньому це 30 пк. Якщо в околі Сонця приблизно одна зоря припадає на вісім кубічних парсеків, то в кулястих скупченнях просторова концентрація зір у десятки, сотні, а у внутрішніх областях скупчень навіть у тисячі разів більша.

На сьогодні відомо близько 160 галактичних кулястих скупчень. Найяскравіші з них — 47 *Тукана* і ω *Кентавра* (рис. 21.2). На небі кулясті скупчення концентруються до сузір'я Стрільця, у напрямку, де розташований центр Галактики, тоді як у протилежній частині неба їх набагато менше.

Для діаграм «колір – зоряна величина» кулястих зоряних скупчень (рис. 21.3) типовими є нижня частина головної послідовності, майже вертикальна гілка червоних гігантів і надгігантів, а також горизонтальна гілка, що з'єднує область червоних гігантів з незаселеною верхньою частиною головної

послідовності. У горизонтальній гілці є розрив — так званий *провал Шварцшильда*, в який потрапляють змінні зорі типу RR Ліри. Перехід від головної послідовності до гілки гігантів позначає *точка повороту* (ТП). Її положення відповідає найбільшому значенню зоряної маси $M_{\text{ТП}}$, для якого час існування зорі на головній послідовності (див. формулу 23.3) дорівнює часу існування самого скупчення.

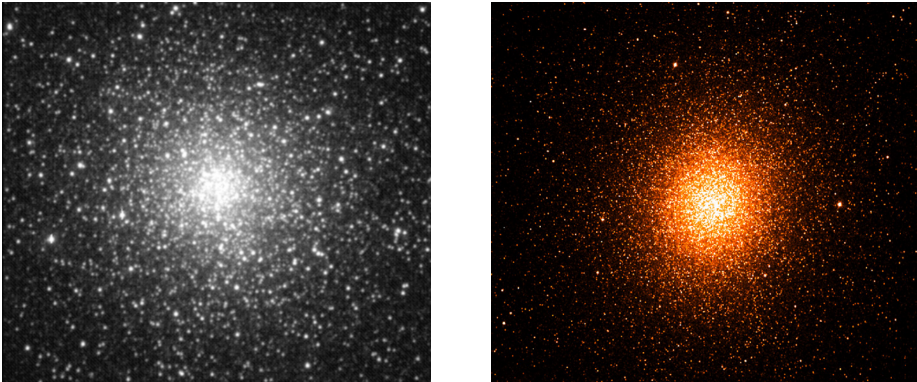


Рис. 21.2. Кулясті скупчення 47 Тукана і ω Кентавра

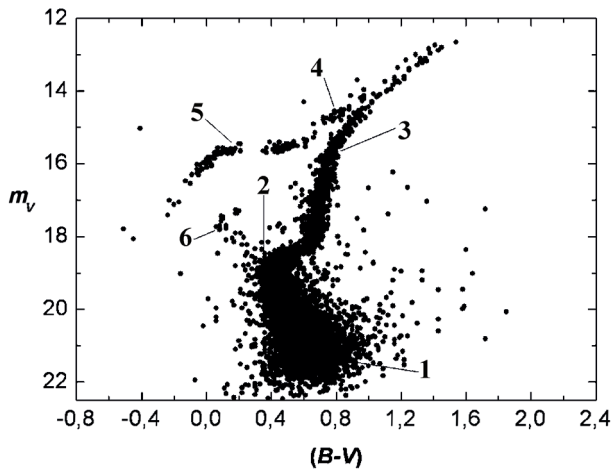


Рис. 21.3. Діаграма «колір–зоряна величина» для кулястого зоряного скупчення М3 (NGC 5272) із сузір'я Гончих Псів. 1 — головна послідовність, 2 — точка повороту від головної послідовності, 3 — гілка червоних гігантів, 4 — асимптотична гілка гігантів, 5 — горизонтальна гілка з провалом Шварцшильда, 6 — блакитні бродяги

Отже, у кожний момент часу на головній послідовності залишаються лише ті зорі, маса яких не перевищує $M_{\text{ТП}}$. Більш масивні зорі залишають головну послідовність, проходять через стадію червоного гіганта, і далі перетворюються в чорні діри, нейтронні зорі або білі карлики. Зі збіль-

шенням віку скупчення верхня межа маси для зір головної послідовності тут безперервно зменшується, а спектральний клас, що відповідає положенню точки повороту, стає все більш пізнішим.

Одна особливість діаграм багатьох кулястих скупчень одразу звертає на себе увагу: вище точки повороту, на уявному продовженні головної послідовності в бік вищої світності й ефективної температури, все ж перебуває деяка кількість зір. Проте, згідно зі стандартною теорією зоряної еволюції (див. підрозділ 23.3) такі зорі з масою, яка перевищує M_{TP} , не мали б перебувати на головній послідовності. Після відкриття у 40-х роках ХХ століття цих незвичайних членів кулястих скупчень вони одержали назву *блакитні бродяги* (від англійського терміна — *blue stragglers*). Незважаючи на те, що для пояснення їх феномену було запропоновано кілька гіпотез, природа цих зір все ще остаточно не з'ясована.

Нещодавно виявили, що деякі кулясті скупчення зір є джерелами потужного рентгенівського випромінювання. Це пов'язують із *акрецією* міжзоряного газу на масивні чорні діри. Вважають, що в центрах кулястих скупчень, де просторова зоряна концентрація сягає досить високого значення, масивні чорні діри можуть утворюватися внаслідок злиття поодиноких зір.

Розсіяні зоряні скупчення складаються з декількох десятків, сотень, іноді тисяч зір і не мають чітко визначеної форми, їхні діаметри — від 2 пк до 20 пк. Просторова зоряна концентрація тут може становити від 0,5 зорі на кубічний парсек до 10^3 зір/пк³ у найбагатших зорями скупченнях.

Виділити ті зорі, які фактично належать до окремого розсіяного скупчення, а не проектуються випадково на нього, нелегко. Для цього доводиться досліджувати спектри зір — кандидатів у члени скупчення з метою визначення їх променевих швидкостей (для членів скупчення вони у межах похибок мають збігатися), а також вивчати власні рухи зір.

Встановлено, що майже всі розсіяні зоряні скупчення розташовані в площині Молочного Шляху або поблизу неї. Кількість відомих галактичних розсіяних зоряних скупчень перевищує 2100, але вважається, що це лише мала частка від усіх розсіяних скупчень Галактики (більшість з них прихована густими газопиловими хмарами, яких багато в галактичній площині). Очікувана їх кількість у Галактиці — близько 20 000.

Найяскравіше розсіяне скупчення — Плеяди у сузір'ї Тельця (рис. 21.4). Неозброєним оком тут видно сім зір, у разі спостережень у телескоп — близько 200, а на фотографіях з тривалою експозицією — понад 300. Відстань до нього — 130 пк. Діаграма «колір – зоряна величина» для Плеяд показана на рис. 21.5.

Вік Плеяд оцінюють в 100 млн років. Дещо старішим (630 млн років) і значно ближчим до Сонця (відстань 50 пк) є скупчення Гіади, яке теж розташоване в сузір'ї Тельця.

Вік розсіяних скупчень перебуває в межах від кількох мільйонів до мільярдів років. Розсіяні скупчення ESO 311 21 і ESO 393 12, що розташовані на відстанях від Сонця 2,3 і 8,2 кпк відповідно, є найстарішими з відомих — їх вік оцінюють в більше ніж 10 млрд років.



Рис. 21.4. Розсіяне зоряне скупчення Плеяди

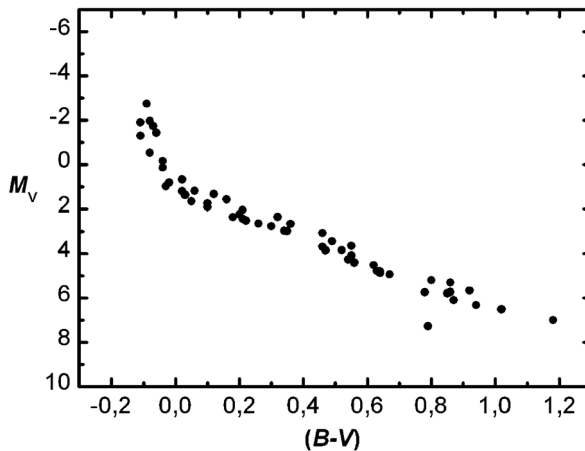


Рис. 21.5. Діаграма «колір–зоряна величина» для Плеяд

Як правило, розсіяні зоряні скупчення складаються в основному із зір головної послідовності. Червоних гігантів і надгігантів в них мало або немає зовсім. У деяких розсіяних скупченнях також виявлені зорі — блакитні бродяги. Різниця у віці між скупченнями призводить до істотних відмінностей у вигляді їх діаграм «колір – зоряна величина». Якщо у складі молодих скупчень на головній послідовності присутні зорі різних мас, включаючи і масивні зорі ранніх спектральних класів (показник кольору,

наприклад ($B - V$), є від'ємний або додатний, але близький до нуля), то в скупченнях значного віку на головній послідовності є лише зорі пізніх спектральних класів (порівняйте рис. 21.5 і 21.6).

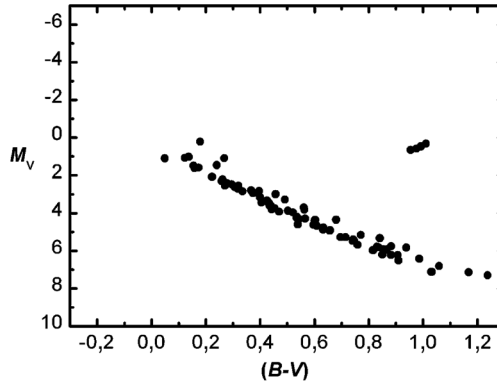


Рис. 21.6. Діаграма «колір–зоряна величина» для Гіад

Зоряні угруповання, в яких концентрація зір ненабагато перевищує середню для галактичного диску ($0,1$ зір/пк³) мають назву *зоряні асоціації*. Грунтовніше почав їх вивчати у 1947 р. вірменський учений В. А. Амбарцумян, виділивши групи гарячих зір високої світності спектральних класів O і B в *OB-асоціації*, характерний розмір яких становить 30–200 пк. Найближча до Сонця OB-асоціація має назву асоціація Скорпіона–Кентавра, відстань до якої 120 пк. Крім них існують також *T-асоціації* — скупчення неправильних змінних зір-карликів типу T Тельця, до складу яких ще входять змінні зорі спектральних класів F5e–Me. Одна з найближчих *T-асоціацій* розташована в сузір'ї Оріона, у ній налічується понад 500 змінних зір типу T Тельця. Виділяють також *R-асоціації*, в яких зорі проміжного спектрального класу B–A освітлюють газопилові хмари, які їх оточують (R — від англ. *reflection* — відбиття, наприклад, світла).

OB-, T- і R-асоціації виявляють, як правило, у потужних газопилових комплексах. Очевидно, тут згруповані зорі, які лише розпочинають свій розвиток. Вважають, що приблизно 90% усіх зір народжуються в асоціаціях, і тільки 10% — у скупченнях.

Окрім асоціацій виділяють також *рухомі групи* і *зоряні потоки*. Рухома група — це залишок зоряної асоціації або розсіяного скупчення, члени якої рухаються у Галактиці в єдиному напрямку більш-менш як єдине цілісне угруповання. Найближчою до нас є рухома група Великої Ведмедиці (відстань дорівнює 25 пк). Група включає до себе кілька яскравих зір. Зокрема, наприклад, до неї належать 5 (із семи) зір «ковша» (β — Мерак, γ — Фекда, δ — Мегрез, ϵ — Аліот, ζ — Мізар, крім α — Дубге і η — Бенетнаш, або Алькайд). Загалом у цій групі спостерігають близько 100 зір. Вік системи оцінюють у 500 млн років.

Зоряний потік — це група зір, яка у минулому була у складі досить компактного утворення, наприклад, кулястого скупчення або карликової галактики, що за деяких причин було зруйновано під дією припливної гравітаційної взаємодії з боку якогось іншого тіла (системи). Залишки такого утворення — це зорі, що продовжують рух орбітою первинного утворення; вони розтягнуті уздовж цієї орбіти, а отже, можна говорити про своєрідний зоряний потік у просторі.

21.4. Власні рухи і променеві швидкості зір

Власним рухом зорі називають її кутове зміщення на небесній сфері за рік, обумовлене рухом зорі відносно Сонця. Його позначають грецькою літерою μ . Зміну положення зорі за рік по прямому піднесенню позначають μ_α , за схиленням — μ_δ . Для досліджуваної зорі їх визначають порівнянням її точного положення на знімках неба, зроблених з інтервалом часу у кілька десятків років. Тільки упродовж достатньо довгого інтервалу можна сподіватися виявити кутове зміщення, яке на практиці є надзвичайно малим. Отримані значення μ_α і μ_δ перераховують на інтервал часу в один рік, повне ж кутове зміщення зорі за рік μ обчислюють за теоремою Піфагора $\mu = \sqrt{\mu_\alpha^2 + \mu_\delta^2}$ (тут μ_α виміряно у градусній мірі. Якщо μ_α вимірюється в годинній мірі, потрібно записати $15\mu_\alpha \cos\delta$).

Зауважимо, що кожна зоря рухається в просторі з певною власною швидкістю v під довільним кутом φ до напрямку «спостерігач—зоря» (рис. 21.7). Тому кутове зміщення μ лише частково характеризує її справжній рух у просторі. Просторову швидкість зорі відносно Сонця можна знайти, якщо відомі її тангенціальний і радіальний компоненти. Нехай r — відстань від зорі до спостерігача, π — її річний паралакс. Якщо π виміряний в радіанах, то $r = a/\pi$ ($a = 1,5 \cdot 10^8$ км — 1 а. о.), і заданому зміщенню зорі за рік μ (у проекції на небесну сферу) відповідає лінійне зміщення у просторі $l = r\mu = a\mu/\pi$, якщо μ також у радіанах. Нехай v_τ — проекція швидкості зорі на картинну площину, що перпендикулярна до променя зору. Така проекція буде *тангенціальною швидкістю* зорі. Тоді за рік (тобто за час $t_0 = 3,16 \cdot 10^7$ с) зоря в площині, перпендикулярній до напрямку «Сонце—зоря», проходить лінійну відстань $l = v_\tau t_0$. Звідси знаходимо, що

$$v_\tau = l/t_0 = a\mu/(\pi t_0) = 4,74 \mu/\pi \text{ (км/с)}. \quad (21.2)$$

Проекцію v_r швидкості зорі на напрямок «зоря—спостерігач», як вже знаємо (див. підрозділ 8.6), називають *променевою швидкістю* зорі. Нагадаємо, що її визначають за доплерівським зміщенням ліній $\Delta\lambda$ у спектрі зорі:

$$v_r = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \text{ (км/с)}. \quad (21.3)$$

Далі за теоремою Піфагора обчислюють і просторову швидкість зорі відносно Сонця: $v = \sqrt{v_r^2 + (4,74 \mu / \pi)^2}$, при цьому враховують рух Землі відносно Сонця, її обертання навколо осі і рух навколо центра мас у системі «Земля–Місяць».

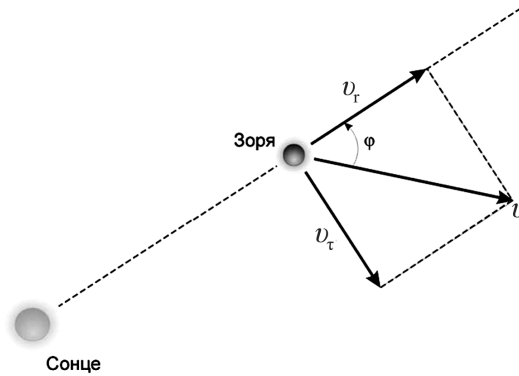


Рис. 21.7. Складові просторової швидкості зорі v (звичайно її переобчислюють відносно Сонця): v_t — тангенціальна швидкість; v_r — променева швидкість

Вже сьогодні виміряні власні рухи більше ніж у 100 млн зір (цей проєкт виконує Морська Обсерваторія США). Променеві швидкості відомі для десятків тисяч зір. Планується збільшити цю кількість найближчим часом до 150 млн зір за допомогою космічної місії *Gaia*, започаткованої наприкінці 2013 р.

Найбільший з відомих власний рух має зоря Барнарда (карлик спектрального класу М4 видимої зоряної величини $9,54^m$ у сузір'ї Змієносець). Для неї знайдено $\mu = 10,36''$ (за рік). Тангенціальна швидкість $v_t = 89$ км/с, променева $v_r = -111$ км/с, відстань до цієї зорі $r = 1,82$ пк. Це наступна за віддаленістю від Сонця зоря, після найближчої потрійної зоряної системи α Кентавра (приблизно 1,3 пк).

21.5. Рух Сонячної системи. Обертання Галактики

Знайдені зі спостережень швидкості зір не відображають повністю їхніх власних рухів у Галактиці, оскільки ці швидкості визначені відносно Сонця, яке разом із Землею та іншими планетами також рухається у просторі. Тобто у визначених швидкостях зір є компонент, зумовлений просторовим рухом Сонця і який називають *паралактичним компонентом швидкості*.

Швидкості зір, звільнені від впливу власного руху Сонця у просторі, називають *пекулярними швидкостями зір* (від. лат. *peculiaris* — властивий, особливий). Для їх обчислення спочатку потрібно визначити самі компоненти просторової швидкості Сонця.

В результаті ретельних спостережень зір до 6^m було встановлено, що:

- у середньому найменший власний рух мають зорі, які концентруються до двох взаємно протилежних ділянок неба — одна у сузір'ї Геркулеса з приблизними координатами центру $\alpha \approx 18^h$, $\delta \approx +30^\circ$ і друга в сузір'ї Голуба (6^h , -30°);
- найбільший у середньому власний рух мають зорі, які на небі перебувають у межах смуги, рівновіддаленої на 90° від центрів вказаних ділянок;
- середнє значення променевої швидкості за модулем є максимальним для зір з ділянок у сузір'ях Геркулеса і Голуба, а мінімальним — у межах вищезгаданої смуги;
- для зір у напрямку сузір'я Геркулеса середнє значення променевої швидкості є від'ємним, а для зір у напрямку сузір'я Голуба — додатним.

Виходячи з цих спостережуваних фактів, можна дійти висновку, що у галактичному просторі відносно групи яскравих зір наша Сонячна система рухається у напрямку на сузір'я Геркулеса. Ту точку неба, у напрямку на яку вона рухається, називають *сонячним апексом* (від. лат. *apex* — вершина), а діаметрально протилежну точку неба — *сонячним антиапексом*. Точні координати апекса визначають шляхом детального статистичного аналізу власного руху для великої кількості зір, розташованих у різних ділянках неба, але об'єднаних за якимись спільними ознаками (наприклад, зорі до певної зоряної величини, або тільки зорі головної послідовності з околиць Сонця, або тільки досить віддалені від Сонця зорі, наприклад, зорі типу RR Ліри, або ін.). Природно, що відносно різних груп зір рух Сонця буде описуватися різними значеннями просторової швидкості та різним положенням апекса на небі. Як вже було сказано вище, рух Сонця відносно яскравих зір спрямований до точки неба з екваторіальними координатами $\alpha = 18^h00^m$, $\delta = +30^\circ$. Ця точка — *стандартний сонячний апекс*. Якщо ж із цієї групи найяскравіших зір вилучити досить далекі зорі-гіганти і залишити лише зорі головної послідовності, які розташовані значно ближче до Сонця, то рух Сонця буде спрямований в точку з дещо відмінними від попередніх координатами: $\alpha = 17^h40^m$, $\delta = +21^\circ$. Цей апекс звать *апексом основного руху Сонця*. Він також перебуває в сузір'ї Геркулеса, а його антиапекс — у сузір'ї Зайця.

Якщо координати апекса надійно встановлені, то просторову швидкість руху Сонця v_\odot відносно вибраної групи зір можна визначити з рівнянь типу:

$$v_r = -v_\odot \cos\lambda + v'_r. \quad (21.4)$$

Таке рівняння записують для кожної зорі групи. У ньому v_r — променева швидкість зорі, яка визначається із спектральних спостережень, а λ є кутова відстань зорі від апекса (обчислюється за відомими екваторіальними

координатами зорі і апекса). У рівнянні (21.4) є дві невідомі — швидкість руху Сонця v_{\odot} і пекулярна швидкість зорі v'_r . Кількість рівнянь дорівнює числу зір N у досліджуваній групі. Таку систему можна розв'язати методом найменших квадратів. При цьому робиться досить природне припущення, що $\sum_N v'_r \approx 0$, оскільки пекулярні швидкості зір є довільними за модулем і напрямком у просторі, тому їхні проекції на промінь зору в результаті усереднення взаємно виключаються. Таким чином отримуємо одне нормальне рівняння для визначення швидкості руху Сонця по відношенню до розглянутої групи зір:

$$v_{\odot} = \frac{\sum_N v_r \cos \lambda}{\sum_N \cos^2 \lambda}. \quad (21.5)$$

Так було знайдено, що відносно яскравих зір Сонце рухається зі швидкістю $v_{\odot} = 19,5$ км/с. Якщо визначити рух Сонця тільки відносно близьких зір головної послідовності, результат буде такий: $v_{\odot} = 15,5$ км/с.

Вимірювання променевих швидкостей і власних рухів зір дає змогу зробити певні висновки не тільки стосовно руху Сонця відносно виділеної групи зір, а також щодо його обертання навколо центра Галактики. У більш широкій постановці проблеми йдеться про визначення характеру залежності швидкостей зір Галактики від відстані до її центра. Тут існують дві граничні можливості — зорі у галактичній площині обертаються навколо центра за законами Кеплера або так, як обертається тверде тіло. Для розглядання першої можливості вихідною може бути аналогія з рухом планет навколо Сонця. Наприклад, якщо r — відстань планети від Сонця, T — її сидеричний період обертання ($T \propto r^{3/2}$), то кутова швидкість орбітального руху планети $\omega = \frac{2\pi}{T} \propto \frac{1}{r^{3/2}}$, а лінійна — відповідно $v = \frac{2\pi r}{T} \propto \frac{r}{r^{3/2}} \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$. Тобто зі зростанням відстані від Сонця ця швидкість повільно зменшується. Аналогічним мав би бути і рух зір у системі, в якій основна частина маси сконцентрована в її центрі і яка гравітаційно обумовлює рух своїх периферійних частин. І, навпаки, у системі, яка обертається як тверде тіло (наприклад, як колесо велосипеда), кутова швидкість не залежить від відстані до центра, а лінійна швидкість руху будь-якого фіксованого елемента маси зростає за законом $v \propto r$. Як показав аналіз, такий випадок може реалізуватися і в зоряній системі (яка, природно, не є твердим тілом) за умови рівномірного розподілу в ній зір від центра до периферії. Тут орбітальні швидкості зір були б прямо пропорційні їх відстаням до центра системи.

Вимірювання променевих швидкостей зір і газових хмар у різних напрямках від Сонця дали змогу сформулювати закон обертання Галактики. Як виявилось, у площині Галактики характер обертання зір є проміжним між двома,

згаданими вище граничними випадками. Як зображено на рис. 21.8, лінійна швидкість спочатку зростає з віддаленням від центра, досягає максимуму близько 240 км/с і зберігається майже на незмінному рівні аж до периферії. Така поведінка свідчить про те, що разом із значною концентрацією речовини Галактики в її центральній частині, існує досить рівномірний розподіл решти маси по всьому об'єму. За значенням швидкостей зір на різних відстанях від центра Галактики з'ясовано особливості розподілу в ній маси та її загальне значення. За оцінками, маса речовини Галактики, яка перебуває всередині галактичної орбіти Сонця, становить $1,1 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, тоді як маса галактичного диска в межах 15 кпк — $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Повну ж масу Галактики оцінюють у $7,0 \cdot 10^{11} M_{\odot} \pm 2,5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Оскільки наявними засобами спостережень до цього часу не всю речовину, яка створює цю масу, виявлено, говорять про існування *прихованої маси* — *темної матерії* (тобто такої, що не випромінює електромагнітні хвилі), яка насправді має домінувати у Всесвіті. Це підтверджується і дослідженнями швидкостей обертання зір в інших спіральних галактиках.

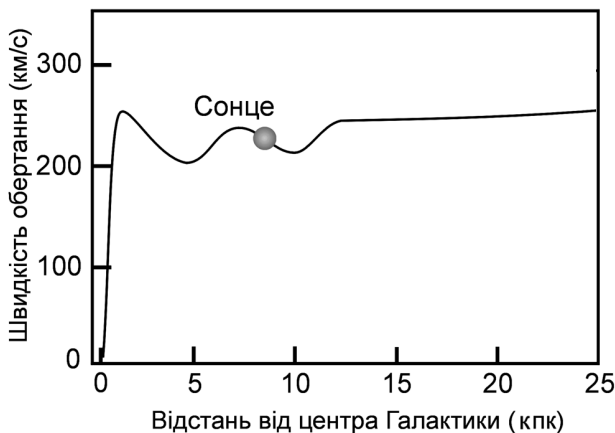


Рис. 21.8. Розподіл швидкостей обертання зір і газу у диску Галактики

Перебуваючи на відстані близько 8 кпк від центра Галактики, Сонце здійснює повний оберт навколо нього приблизно за 240 млн років. Цей інтервал часу названо *галактичним роком*. Отже, за час свого існування (близько 4,6 млрд років) Сонце зробило вже приблизно 20 обертів навколо галактичного центра.

21.6. Зоряні населення і підсистеми

В околі Сонця променеві швидкості більшості зір не перевищують 30 км/с. Однак тут було виявлено кілька сотень зір-карликів, що рухаються відносно Сонця зі швидкостями понад 100 км/с — так звані *зорі-«бігуни»*.

Напрямки векторів швидкостей зір із цієї групи перебувають у межах галактичної довготи l від 180° до 360° , і майже не трапляються зорі з великими швидкостями руху, для яких ці вектори були б спрямовані в межах сектора галактичних довгот від 0° до 180° . Ще одна істотна відмінність була виявлена, коли провели порівняльний аналіз діаграм «спектральний клас–світність», складених для звичайних зір з околиць Сонця і зір-«бігунів». У першому випадку отримано типову діаграму (див., як приклад, рис. 14.3). Для зір-«бігунів» ця діаграма виявилася такою самою, як для кулястих скупчень. Визначена асиметрія розподілу швидкостей за напрямками у розглянутих зір-«бігунів», відмінність їх швидкостей від типової швидкості більшості зір з околиць Сонця, а також відмінність відповідних діаграм, свідчить про те, що зорі у Галактиці, навіть перебуваючи у близькому сусідстві, істотно відрізняються між собою за кінематичними і фізичними характеристиками. Інакше кажучи, зоряне населення Галактики не є однорідним, а поділяється на підсистеми — *типи населення*. Зорі населення *I типу* перебувають у площині галактичного диска і обертаються навколо центра Галактики по майже колових орбітах. До населення *I типу* належать зорі, які заповнюють спіральні рукави Галактики (див. підрозділ 21.7), а також зорі розсіяних зоряних скупчень. До вказаного типу належить і наше Сонце. Зорі населення *II типу* утворюють *сферичну підсистему* Галактики.

Якщо орбіти зір *I типу* населення лежать у площині Галактики, то у зір сферичної складової компонент просторової швидкості, перпендикулярний до площини Галактики, в середньому у кілька разів більший, ніж у зір *I типу*. А це означає, що їхні орбіти перетинають вказану площину. До населення *II типу* належать зорі кулястих скупчень і поодинокі зорі галактичного гало (див. підрозділ 21.7). Наприклад, зорі-«бігуни» — це зорі з околиць Сонця, які однак належать до сферичної підсистеми. Вони рухаються найповільніше порівняно з зорями диска населення *I типу* (тобто складова їх просторової швидкості, яка лежить в площині Галактики, є істотно меншою порівняно з цією компонентою у зір галактичного диска). Насправді ж це Сонце та інші близькі до нього зорі рухаються навколо центра Галактики швидше від «бігунів», а їхній рух в цілому відбувається приблизно у напрямку $l \approx 90^\circ$.

Відрізняються зорі населень *I та II типів* також за своїм хімічним складом і віком. На відміну від зір *I типу* населення, які є досить молодими і тому утворилися з газової матерії, збагаченої хімічними елементами внаслідок численних вибухів наднових зір, зорі *II типу* — це старі галактичні об'єкти, в яких елементів, важчих за Гідроген і Гелій, приблизно у 100–1000 разів менше, ніж у зір *I типу* населення. Це наслідок того, що у сферичній підсистемі, майже позбавленої газопилової матерії, зореутворення припинилося надто давно, тоді як у галактичному диску воно активно відбувається і тепер. А якраз зореутворення і, зокрема, формування масивних зір,

в яких синтезуються атомні ядра майже усіх хімічних елементів, і є тим необхідним чинником, що зумовлює хімічне збагачення середовища.

Крім вказаних двох підсистем можна виділити *проміжну підсистему*. До неї належать нові зорі і планетарні туманності, неправильні і напівправильні змінні зорі пізніх спектральних класів, білі карлики і довгоперіодичні змінні зорі.

Сьогодні загальна модель Галактики виглядає так (див. рис. 21.9 і 21.14). Скупчення великої кількості порівняно молодих зір і газопилової матерії утворює дископодібну структуру (*диск*) радіусом 15 000 пк і товщиною усього кілька сотень пк.

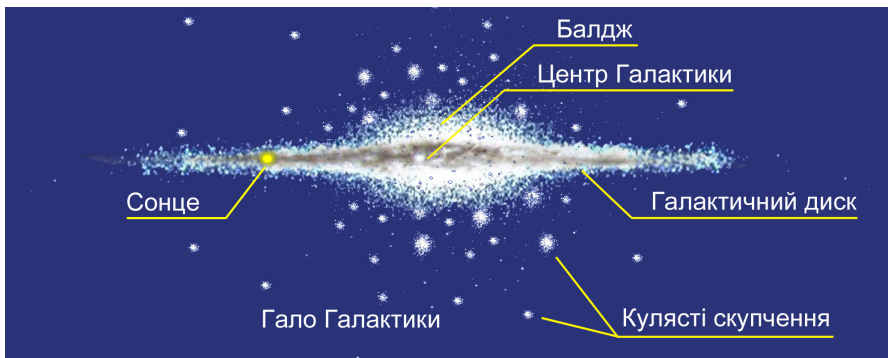


Рис. 21.9. Загальна модель будови Галактики; вид з ребра

У центральній зоні диска є *балдж* — потовщення радіусом приблизно 2000 пк. Диск має *спіральні рукави (вітки)* — протяжні спіралеподібні формування з підвищеною концентрацією газу і пилу, а також центральну *перемичку (бар)*, що поєднує внутрішні кінці двох спіральних рукавів. Все ще дискутується кількість спіральних рукавів у нашій Галактиці. За одними оцінками їх чотири (більш ймовірний варіант), за іншими — два. Не з'ясовано також, як довго існує спіральний візерунок — чи є він стабільним упродовж усього часу існування Галактики, чи з руйнуванням старого спірального візерунку йому на зміну приходить новий?

У самому центрі Галактики розташоване її *ядро* — масивне утворення, оточене щільними хмарами пилу і газу. Пил сильно поглинає випромінювання у видимій частині спектра, тому все, що ми знаємо про ядро, отримано в результаті спостережень цієї ділянки неба (напрямок на сузір'я Стрільця) у радіодіапазоні й інфрачервоних променях. Одне із найпотужніших джерел радіо- та інфрачервоного випромінювання на небі — об'єкт Стрілець А, що асоціюється саме з ядром Галактики, — демонструє безсумнівні свідчення того, що в ньому відбуваються грандіозні фізичні процеси, які супроводжуються виділенням значної кількості енергії в порівняно невеликому об'ємі.

Детальніше основні структурні елементи Галактики будуть розглянуті нижче.

21.7. Морфологічні властивості Галактики

Галактичний диск. Більша частина зір Галактики разом із газопиловою матерією, для яких обертання відбувається навколо єдиного центра і майже в одній площині, утворюють її диск. Орбіти цих зір і газопилових хмар диска у першому наближенні вважаються коловими. Диск умовно можна поділити на три кільцеві зони — зовнішню (галактоцентричні відстані $R_G > R_{G,\odot}$), проміжну ($3 \text{ кпк} < R_G < R_{G,\odot}$) і центральну ($R_G < 3 \text{ кпк}$). Тут $R_{G,\odot}$ — галактоцентрична відстань Сонця, вона дорівнює приблизно 8 кпк.

Властивості газу в диску досліджують за допомогою радіоастрономічних методів. Як знаємо (див. підрозділ 20.1), нейтральний Гідроген випромінює радіохвилі на довжині $\lambda = 21 \text{ см}$. Відповідно ефекту Доплера ця емісійна лінія буває розширена, по-перше, завдяки тепловому руху самих атомів Гідрогену газової хмари і, по-друге, завдяки рухам окремих хмар, що перебувають на промені зору спостерігача. У більшості напрямків замість однієї реєструють кілька окремих ліній — компонентів. Це зрозуміло: перебуваючи на різних відстанях від центра Галактики, окремі хмари Гідрогену рухаються навколо нього з різними швидкостями. Якщо радіотелескоп спрямовано на центр Галактики ($l = 0^\circ$), променева швидкість хмар $v_r = 0$, і розширення лінії 21 см зумовлене лише тепловими рухами атомів. У разі спостережень у напрямках $l \neq 0^\circ$ проекції швидкостей газових хмар, які перебувають на різних відстанях від центра, вже не нульові. Тому для кожного значення довготи l у спектрі радіодіапазону буде зафіксовано кілька емісійних компонентів, зміщених один відносно іншого згідно з ефектом Доплера. Спостереження радіоемісії на довжині хвилі 21 см у широкому інтервалі галактичних довгот дає змогу оцінити відстані від галактичного центра і швидкості газових хмар (рис. 21.10), а також знайти розподіл газової речовини у площині диска. Останніми роками для розв'язання такої задачі проводять надзвичайно чутливі спостереження радіовипромінювання молекул CO на довжині хвилі 2,6 мм. Вони дають змогу одержати характеристики міжзоряного газового середовища в диску Галактики навіть з більшою точністю, ніж спостереження радіовипромінювання нейтрального Гідрогену. На рис. 21.11 показано розподіл поверхневої густини газу в галактичному диску в залежності від галактоцентричної відстані (поверхнева густина — це кількість газу в об'ємі з основою в 1 кв. пк і висотою, яка дорівнює товщині галактичного диска на певній галактоцентричній відстані). Зауважимо, що з віддаленням від центра Галактики товщина газової складової диска поступово збільшується (приблизно у три рази на відстані від 4 кпк до 16 кпк), а на відстані Сонця вона становить приблизно 600 пк.

На цей час зоряне населення диска складається з зір, які сформувалися з газопилових хмар, вже істотно збагачених різними хімічними елементами, важчими за Гідроген і Гелій, синтезованими надновими. Природно, що

залишки наднових типу II та Ib/c (нейтронні зорі), а також залишки менш масивних зір усіх попередніх поколінь (білі карлики) теж складають відповідну частину населення диска. Процес збагачення хімічними елементами міжзоряного середовища в галактичному диску відбувається безперервно. Тому кожне наступне покоління зір з окремої ділянки диска вміщує в собі важчих за Гідроген і Гелій елементів дещо більше, ніж попереднє. Наприклад, на рис. 21.12 показано розподіл відносного вмісту Феруму, знайденого шляхом спектроскопічного аналізу галактичних цефеїд, які належать до молодого населення диска. Добре видно, що рівень вмісту Феруму має тенденцію до підвищення у напрямку галактичного центра, де просторова концентрація зір, а, отже, і очікувана частота спалахів наднових, є більшою. У зовнішній частині диска вміст Феруму приблизно у 3 рази нижчий порівняно з середнім значенням, типовим для проміжної частини.



Рис. 21.10. До визначення відстаней і швидкостей газових хмар за спостереженнями нейтрального Гідрогену на довжині хвилі 21 см

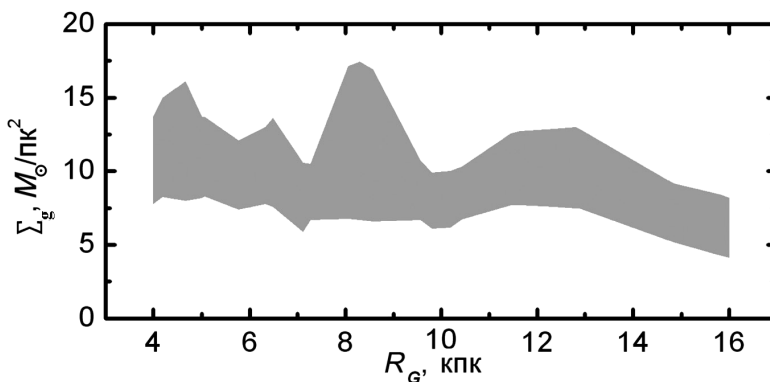


Рис. 21.11. Середня поверхнева густина газу Σ_g (в одиницях $M_\odot/\text{кпк}^2$) галактичного диска в залежності від галактоцентричної відстані; ширина смуги обумовлена невизначеністю спостережуваних результатів, отриманих різними дослідниками

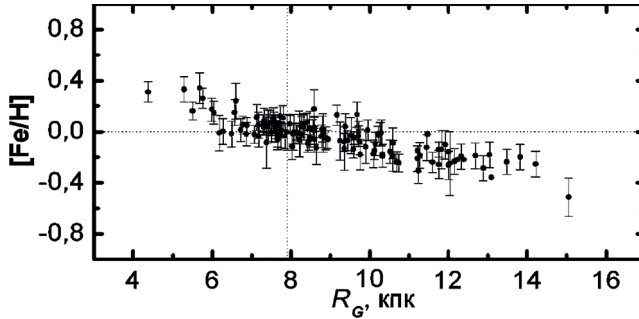


Рис. 21.12. Розподіл відносного вмісту Феруму в атмосферах зір диска Галактики за даними про галактичні цефеїди; положення Сонця вказано перетином двох штрихових ліній. Атмосферний вміст Феруму для кожної зорі надано в логарифмічній шкалі відносно вмісту цього елемента в атмосфері Сонця; позначається, як $[Fe/H] = \lg (Fe/H)_* - \lg (Fe/H)_\odot$, де (Fe/H) – відношення концентрації атомів Феруму до концентрації атомів Гідрогену в атмосфері зорі або Сонця

Спиральна структура. За всіма наявними на сьогодні даними диск нашої Галактики має спіральну структуру; цей висновок зробили на основі дослідження розподілу в ній Гідрогену шляхом спостережень у радіодіапазоні (рис. 21.13), а також за даними просторового розподілу в галактичному диску 110 млн зір, спостереження яких було виконано в інфрачервоних променях космічним телескопом *Spitzer*.

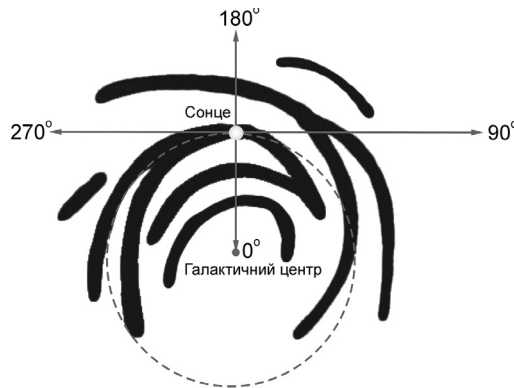


Рис. 21.13. Спиральна структура Галактики за розподілом Гідрогену. Ця картина може не узгоджуватися з положенням спіральних рукавів, отриманим з інших джерел

Як видно з рис. 21.13, дотепер вдалося дослідити лише ті частини *спиральних рукавів*, які розташовані на тому ж боці відносно центра Галактики, що й Сонячна система. Вважають, що ближче до центра Галактики ми спостерігаємо частину так званого *рукава Косинця* (тобто більша частина цього рукава спостерігається нами у напрямку сузір'я Косинця). За ним виділяється *рукав Щита–Південного Хреста* (інша назва: *Щита–Кентав-*

ра), а ще далі розташований другий, потужніший рукав, який складається з нейтрального Гідрогену і великої кількості гарячих зір спектральних класів O і B, це *рукав Стрільця–Кіля*. Наступний рукав нейтрального Гідрогену і голубувато-білих гарячих зір називають *рукавом Персея*. Вважається, що поблизу також розташований фрагмент рукава *Оріона–Лебедя*. Не виключено, що рукав Оріона–Лебедя не є окремим рукавом, а є залишком уже неіснуючого рукава. Цей фрагмент називають *Шпорою Оріона*. Ймовірно між рукавами *Стрільця–Кіля* і *Персея*, на відстані близько 8 кпк від центра Галактики і на 14 пк на північ від галактичної площини, у гігантській оболонці сильно розрідженого гарячого газу (яка має назву «*Місцевий міхур*») і розташована на краю Шпори Оріона), тепер і перебуває Сонце з його планетною системою.

Зауважимо, що досліджувати спіральну структуру Галактики надзвичайно важко, оскільки ми перебуваємо безпосередньо в галактичній площині. Сильне поглинання світла перешкоджає надійному визначенню структури диска на значних відстанях від Сонця. Тож сьогодні можна впевнено говорити про існування двох потужних рукавів — *Стрільця–Кіля* і *Персея*, хоча кількість основних рукавів, можливо, становить не менше чотирьох. Їх положення у диску відносно Сонця схематично показано на рис. 21.14. Спіралі такого типу називають логарифмічними — для них кут між дотичними до лінії спіралі у будь якій точці і до центрального кола, яке проведене через цю точку, є однаковим для усіх витків. Для моделювання спіральних рукавів нашої Галактики цей кут приймають таким, що дорівнює приблизно 13° .

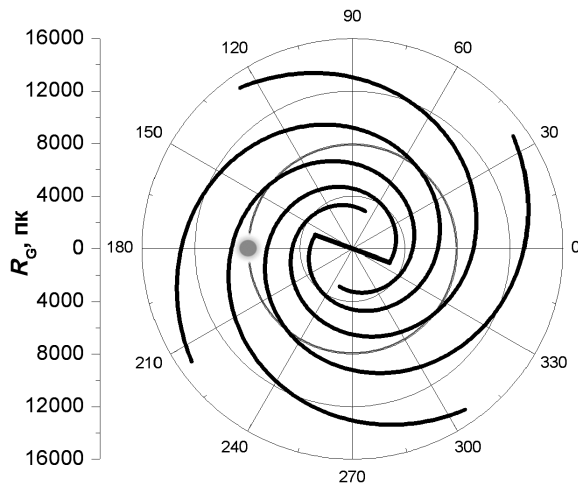


Рис. 21.14. Схематична модель спіральної структури диска Галактики у полярній системі координат, в якій центр збігається з галактичним центром; вказано положення Сонця (кружок) і центральної еліпсоподібної перемички (тут вона позначена відрезком прямої лінії, що поєднує дві спіралі). Зауважимо, що наведена тут схематична модель може істотно відрізнятися від реальної картини розташування рукавів

У спіральних рукавах скупчена переважна частина газопилових хмар, а також зір ранніх спектральних класів, оточених зонами НІІ. Річ ясна, що окрім яскравих зір тут народжується ще більша кількість менш масивних зір пізніших спектральних класів, але якраз сьайво яскравих зір І типу населення, що входять до рукавів, утворює на небі Молочний Шлях. Переважна ж більшість зір пізніх спектральних класів, а також залишків зір (білих карликів, нейтронних зір), що згодом покидають ділянку спіральних рукавів, розподілена майже рівномірно по всьому диску Галактики.

Однією з найактуальніших проблем, що стосуються будови нашої, а також інших спіральних систем, про які йдеться у наступному розділі, є походження та підтримка існування упродовж тривалого часу спіральної структури. Існують дві гіпотези, що здатні пояснити утворення спірального візерунка. Перша з них — це гіпотеза безперервного процесу утворення зір. Якщо в якійсь частині зоряної системи, яка ще не має спіральних рукавів, починається зореутворення, воно безумовно пошириться і на сусідні ділянки. Справді, у зонах активного зореутворення масивні зорі спалахують як наднові, внаслідок чого генеруються потужні ударні хвилі, які розповсюджуються у навколишньому міжзоряному середовищі та призводять до стискання сусідніх газопилових хмар, що у свою чергу ініціює утворення зір наступного покоління. Так цей процес поступово поширюється від центра Галактики до її периферії. За наявності диференціального обертання газу в диску (кутова швидкість зменшується з віддаленням від центра) зони активного зореутворення, підігріті випромінюванням молодих гарячих зір, мають згодом прийняти вигляд продовгуватих рукавів нечітко визначеної форми. Такі «аморфні» спіралі і спостерігаються в деяких дискових галактиках, як це показано на рис. 21.15.



Рис. 21.15. Спіральна галактика NGC 7793 з нечітко визначеною спіральною структурою

З іншого боку, велика кількість спіральних галактик має чітко визначені спіральні рукави. Формування таких структур пояснюють у рамках гіпотези, за якою спіральні рукави є *хвилями густини*, що поширюються по галактичному диску. Обертання диска галактики, який має великі розміри, але відносно малу товщину, є гідродинамічно нестійким. Детальний теоретичний аналіз процесу виникнення хвильових рухів у галактичних дисках вперше провели американські вчені К. Лін і Ф. Шу в середині 60-х років минулого століття. Вони показали, що газ і пил безперервно накопичуються в зоні підвищеного гравітаційного потенціалу, якою є спіральна хвиля. Спіральний візерунок має «твердотільне» обертання (кутова швидкість не залежить від галактоцентричної відстані) і зберігається упродовж багатьох обертів Галактики.

Для підтримання спіральної структури протягом тривалого проміжку часу потрібен зовнішній вплив. Вважається, що це може бути, наприклад, гравітаційне збурення диска однієї галактики з боку іншої під час їх значного зближення. Отже, не виключено, що зовнішній вигляд галактики істотно залежить від її оточення. Про це йтиметься у підрозділі 22.7.

Оскільки кутова швидкість обертання речовини дискової складової Галактики навколо її центра у першому наближенні змінюється з відстанню за законом $\omega_d \propto r^{-3/2}$, а кутова швидкість обертання спірального візерунка є сталою величиною, то природно, що існує певна відстань r_k від центра Галактики, яку називають *радіусом коротації*, де швидкості обертання речовини диска і спіральної хвилі збігаються. Радіус коротації визначає положення *кола коротації*. На відстанях $r < r_k$ (усередині кола коротації) зорі і газ диска рухаються по орбітах швидше від спіральної хвилі густини, а для $r > r_k$ (зовні від кола коротації) швидкість обертання спіральних рукавів є вищою. Сьогодні існують дві незалежні оцінки радіуса коротації — 8 кпк і 11 кпк. Якщо згодом виявиться, що r_k дійсно дорівнює 8 кпк, то будуть усі підстави говорити про особливе положення Сонця в Галактиці в тому розумінні, що радіус його галактичної орбіти майже збігається з радіусом коротації. Отже, Сонячна система, рухаючись майже з такою швидкістю, як і спіральні рукави, досить рідко їх перетинає. Перебування у зоні спірального рукава може мати драматичні наслідки для живої матерії на Землі. Це пов'язано з потужним випромінюванням високоенергійних заряджених частинок і електромагнітних хвиль від гарячих зір і спалахів наднових, підвищеною концентрацією радіоактивних елементів, що синтезуються під час спалахів, а також із високою концентрацією пилу в рукавах, який протягом мільйонів років може осідати у верхніх шарах атмосфери Землі, блокуючи доступ сонячного світла до її поверхні і спричиняючи тим самим настання довготривалих (десятки мільйонів років) льодовикових періодів.

Тож можна говорити про існування своєрідної «зеленої зони» (*Galaxy habitable zone*) в Галактиці, в якій перебуває Сонячна система, і яка сприяє підтриманню життя на нашій планеті.

З підрахунків випливає, що «досонячна газопилова хмара» проходила через один із рукавів близько 5 млрд років тому. Це, можливо, стимулювало формування об'єктів Сонячної системи та визначило особливості її хімічного складу. Нині Сонячна система, рухаючись у напрямку рукава Персея, перебуває між двома спіральними рукавами, які ніяк на неї не впливають.

Зореутворення і сьогодні активно відбувається в спіральних рукавах. Тут газ диска, беручи участь в обертальному русі, зустрічається на великій швидкості зі спіральною хвилею і зазнає стиску. Результатом цього є наступна фрагментація газових хмар, а потім колапс утворених фрагментів, який веде до формування окремих зір. Відносна швидкість газу з міжспіральної області диска і спіральної хвилі зростає з віддаленням від кола коротації. Унаслідок цього має зростати й ефективність процесу народження зір. На фотографічних знімках спіральних галактик добре видно, що молоді зорі справді асоціюються зі спіральними рукавами. Газопилові хмари в рукавах підсвічуються молодими і гарячими зорями, тому ці ділянки здаються яскравими (див., наприклад, рис. 21.16). Під час руху спіральної хвилі в галактичному диску нові газопилові хмари безперервно потрапляють в зону, де відбувається їх стиск і колапс, за спіральною ж хвилею залишаються зорі, що сформувалися у такому процесі. Через мільйони років наймасивніші і найяскравіші з них завершують свою еволюцію (зазвичай вибухом наднової) і згасають. З цієї причини простір між сусідніми спіральними рукавами здається темним.

Центральна зона диска і ядро Галактики. Дослідження структури внутрішньої частини диска і процесів, які там відбуваються, є надзвичайно складною задачею, оскільки тут є сильне поглинання світла у видимому і ультрафіолетовому діапазонах міжзоряним пилом, який розташований між нами і галактичним центром. Дотепер усі знання про центральну частину Галактики були одержані за допомогою радіоастрономічних і інфрачервоних спостережень, для яких міжзоряний пил не є значною перешкодою.

Розподіл газу в диску, як видно з рис. 21.11, є досить рівномірним в інтервалі галактоцентричних відстаней 4–16 кпк. Однак спостереження центральної кругової зони з радіусом менше 4 кпк свідчать про те, що поверхнева концентрація газу тут різко знижується і зберігається на низькому рівні аж до галактоцентричної відстані $r \approx 0,6$ кпк. Близьче до центра поверхнева густина різко зростає до досить високого рівня (близько $500 M_{\odot}/\text{пк}^2$). Відсутність газу у кільцевій зоні від 0,6 до 4 кпк, з одного боку, пояснюється надто активним зореутворенням, яке майже вичерпало увесь наявний тут газ, з іншого ж — динамічними процесами, які тут відбуваються. Зокрема, йдеться про втрату моменту обертального руху газу в цій зоні, його випадання у напрямку до центра Галактики і накопичення у досить малому об'ємі простору.

У навколоядерній зоні Галактики з радіусом 100 пк спостерігається потужне радіовипромінювання. Його джерело — об'єкт Стрілець А —

має галактичні координати $(l, b) = (359,946^\circ, -0,046^\circ)$ і на практиці отожднюється з самим галактичним центром. Розмір радіоджерела усього 2,4 а. о., а його світність становить $10^6 L_\odot$. Стрілець А оточений кільцем молекулярного газу, яке розташоване на відстані 7 пк від нього. Внутрішня, ближча до центру частина цього кільця складається з газу, іонізованого короткохвильовим випромінюванням гарячих зір, що утворюють незвичайну зоряну систему в центрі Галактики — Арочне скупчення. Радіус цього скупчення не перевищує 1 пк, а його центр перебуває на відстані всього 0,04 пк від джерела Стрілець А. Наявність гарячих зір поблизу центра свідчить про те, що зовсім недавно за галактичними масштабами (близько 10^7 років тому) тут відбувся «спалах» зореутворення. Концентрація зір у скупченні перевищує 10^6 зір/пк³, завдяки чому є досить імовірними зіткнення окремих зір з їх наступним злиттям і формуванням внаслідок цього масивніших зір. Не виключене, що процес злиття багатьох зір у центрі скупчення міг привести до утворення надмасивної чорної діри (приблизно 4 млн мас Сонця), яка й асоціюється з джерелом радіовипромінювання Стрілець А.

Ще одна важлива структурна особливість нашої Галактики — перемичка, яку виявлено у площині диска. Дотепер вже накопичено багато свідчень про те, що вона має форму трьохвісного еліпсоїда; довжина її найбільш витягнутої частини сягає 7 кпк, а ширина і товщина близько 3 кпк. За своєю природою перемичка є скупченням великої кількості зір і газу, що рухаються по складних неколових орбітах навколо галактичного центра. Орієнтацію великої осі галактичної перемички відносно лінії «спостерігач — центр Галактики» зображено на рис. 21.14.

Деяке уявлення про те, як, можливо, виглядає наша Галактика для стороннього спостерігача, який бачить її диск у картинній площині, може дати знімок спіральної галактики NGC 5457 (рис. 21.16).



Рис. 21.16. Галактика NGC 5457 з сузір'я Великої Ведмедиці, яка за своєю морфологією, можливо, подібна до нашої Галактики; добре видно спіральні рукави і центральну перемичку

Гало Галактики і галактична корона. Крім перелічених вище структурних елементів Галактика має *гало* майже сферичної форми, діаметр якого близько 40 000 пк. До складу гало входять як окремі зорі, так і скупчення зір (а саме, кулясті зоряні скупчення). Кількість газу і пилу, що міститься в гало, незначна. Об'єкти, які належать до гало, утворюють найстаріше зоряне населення Галактики. Спектральні класи зір, які ми можемо спостерігати у гало — пізніші за спектральний клас G. Оскільки ці зорі мають вік сумірний з віком Галактики, їх хімічний склад несе відбитки тих процесів, які відбувалися тут більш ніж десять мільярдів років тому. Як вже було сказано раніше, вміст елементів, важчих за Гелій в цих зорях, в 100–1000 (і навіть більше) разів менший за той, який властивий зорям диска Галактики. Уже відкрито кілька зір гало Галактики, в яких вміст багатьох хімічних елементів, важчих за Гелій, у 100 000 разів менший, ніж у Сонця.

Приклад добре розвинутого гало бачимо на рис. 21.17 — фотографії спіральної галактики NGC 4594.



Рис. 21.17 Галактика NGC 4594 (M104, Сомбреро, вид з ребра) із сузір'я Діви з добре розвинутим гало, чітко визначеним диском і надто яскравим балджем

Від центра ж до відстані 120–260 кпк простягається *галактична корона*, природа і склад якої ще остаточно не з'ясовані. Відомо, що температура газової складової корони досягає мільйона кельвінів, а концентрація частинок тут становить приблизно 10^{-10} м^{-3} . Вважається також, що тут може бути сконцентрована значна кількість зір низької світності. Фактично у короні нашої Галактики перебувають деякі далекі кулясті зоряні скупчення і галактики-сателіти (наприклад, Велика і Мала Магелланові Хмари).

Розділ 22

ПОЗАГАЛАКТИЧНА АСТРОНОМІЯ

22.1. Класифікація галактик

Розвиток позагалактичної астрономії фактично розпочався у 20-х роках ХХ ст. Саме тоді виявили, що об'єкти, які раніше називали еліптичними та спіральними туманностями, перебувають за межами нашої Галактики і є самостійними зоряними системами — *галактиками*, які у багатьох випадках за кількістю зір не поступаються нашій зоряній системі. Вивчення будови галактик та їхнього розподілу у просторі має вирішальне значення для розуміння законів розвитку всієї спостережуваної частини Всесвіту.

Кількість галактик, доступних для спостережень у видимій частині Всесвіту, може сягати сотень мільярдів. Проте лише невелика частина їх включена в каталоги і досліджена. Серед каталогів галактик виділяється чотиритомний «Морфологічний каталог галактик» (*MCG*), складений під керівництвом Б. О. Воронцова-Вельямінова (Москва). У ньому є відомості про 32 000 галактик, яскравіших від $10,1^m$ і розташованих на небі в зоні від $+90^\circ$ до -33° за схиленням. Ще більшими за кількістю каталогізованих галактик і більш сучасними є «Каталог основних галактик» (*PGC*) і «Каталог червоних зміщень галактик» (*CfA Redshift Catalog*).

Незважаючи на виняткову різноманітність зовнішнього вигляду, більшість галактик усе ж можна об'єднати в кілька основних типів, у кожному з яких за дрібнішими морфологічними ознаками можна виділити окремі підтипи.

Першу і досить вдалу спробу класифікувати галактики за їхнім зовнішнім виглядом зробив у 1925 р. Едвін Габбл, запропонувавши відносити галактики до одного з таких трьох типів (рис. 22.1): еліптичні E, спіральні S та неправильні Irr. Цей принцип класифікації галактик переважно зберігся й дотепер.

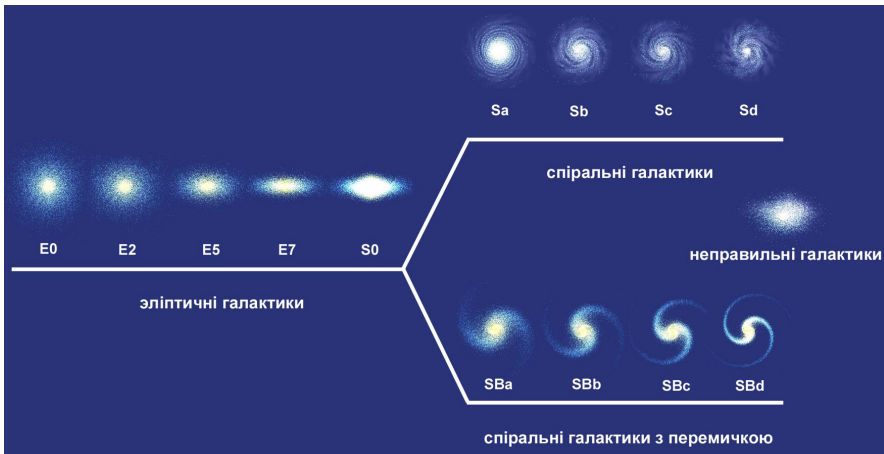


Рис. 22.1. Класифікація галактик — «камертонна» діаграма Габбла

До *еліптичних* галактик належать такі, що мають у картинній площині вигляд кругів або еліпсів (див. рис. 22.2). Їхня яскравість плавно зменшується від центра до периферії. Будь-якої внутрішньої структури в них не видно. Ця група ділиться на 8 підтипів E_n від E0 до E7 залежно від видимого стиску галактики:

$$n = 10 \frac{a - b}{a} \quad (22.1)$$

де a і b — велика і мала півосі її видимого еліпсу.

Серед еліптичних галактик є велетенські зоряні системи, і є чимало так званих *карликових еліптичних галактик*, які значно поступаються першим за розмірами і масами.

Спіральні галактики складаються з центрального *балджа* (балдж — яскраве центральне потовщення еліпсоїдальної форми розміром від сотень пк до кількох кпк), гало, диска і кількох спіральних рукавів або віток. У звичайних спіральних галактик S ці рукави виходять безпосередньо з ядра. У спіральних галактик з центральною перемичкою (тип SB) балдж перетинається по діаметру поперечною смугою — *баром* (перемичкою). Від кінців цієї перемички і починаються спіральні вітки. Залежно від ступеня розвитку рукавів спіральні галактики як S, так і SB ділять на підкласи Sa, Sb, Sc, Sd і відповідно SBa, SBb, SBc і SBd. У галактик типу Sa і SBa основною складовою частиною є центральний балдж, а спіралі вигляда-

ють тісно закрученими. У галактик типу Sb і SBb центральна частина не така яскрава, а спіралі розвинуті більше. В типів Sc і SBc та Sd і SBd майже вся речовина скупчена в спіральних рукавах, тоді як ядерна ділянка має маленькі розміри. З метою точнішої класифікації використовують також комбінації: Sab, Sbc, та ін. Приклади того, як виглядають спіральні галактики різних типів, подано на рис. 22.3 і рис. 22.4.

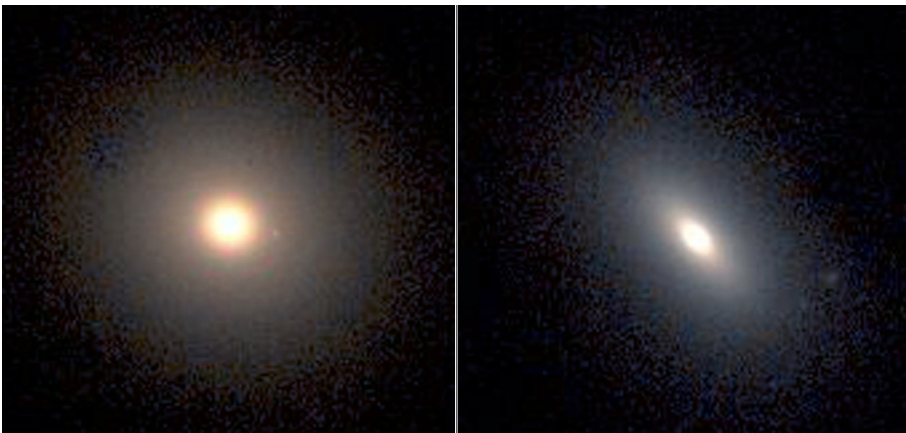


Рис. 22.2. Еліптичні галактики: NGC 3379 — тип E0 (зліва), NGC 3377 — тип E6 (справа)

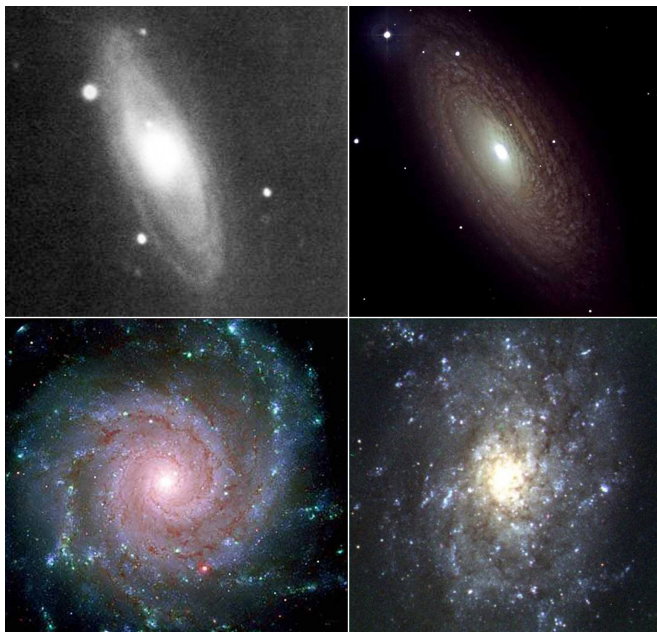


Рис. 22.3. Нормальні спіральні галактики: NGC 2811 — тип Sa, NGC 2841 — тип Sb (верхній ряд, зліва-направо), NGC 628 — тип Sc, NGC 7793 — тип Sd (нижній ряд)



Рис. 22.4. Спіральні галактики з перемичкою (зліва-направо): NGC 1291 — тип SBa, NGC 1300 — тип SBb, NGC 7741 — тип SBc

Є підстави стверджувати, що за своїм зовнішнім виглядом і основними характеристиками наша Галактика належить до проміжного типу Sbc – SBbc.

Розподіл нахилу площин спіральних галактик у просторі відносно променя зору земного спостерігача є довільний, тому частину галактик цього типу можна бачити тільки з «ребра» (див. рис. 22.5). У такому випадку спіральних рукавів не видно, а тому зробити висновок про те, до якого типу належить галактика, важко. З метою класифікації тут використовують зовнішній вигляд балджа, відносні розміри якого зростають від типу Sc до Sa. Наприклад, для галактики NGC 4594, балдж якої має великі відносні розміри, типова класифікація буде Sa, а от для NGC 891, NGC 4192 і NGC 4631 — відповідно Sb, Sb і Sc (див. рис. 22.5).



Рис. 22.5. Приклади спіральних галактик, видимих із «ребра» (зліва-направо): NGC 4594, NGC 891, NGC 4192 і NGC 4631

Як вже знаємо, спіральні рукави відіграють важливу роль у зореутворенні в галактиках. Кількість рукавів та їх розвинутість характеризують темп споживання газу міжзоряного середовища у цьому процесі. Адже, як з'ясовано, типова частка газопилової матерії у складі Sa галактик становить 4%, у галактик типу Sb — 8%, а для галактик типу Sc вона сягає 25%.

Проміжним між еліптичними і спіральними галактиками є тип *лінзоподібних галактик* S0, або SB0. Як і галактики типу E, вони не мають певної структури, однак яскравість від центра до краю в них змінюється не плавно, а стрибками («сходінками»). Тут виділяють *ядро*, надто сплюснуте згущення — *лінзу* і слабкий, іноді кільцеподібний ореол (рис. 22.6). Галактики цього типу поділяють на підтипи S0₁, S0₂, або S0₃ — залежно від того, наскільки є вираженою смуга поглинання пилу (для типу S0₃ така смуга є добре помітною), і на підтипи SB0₁, SB0₂, SB0₃ — залежно від розвинутості перемички.



Рис. 22.6. NGC 4371 — лінзоподібна галактика з центральною перемичкою (тип SB0)

До неправильних галактик підтипу Irr I належать ті, в яких відсутнє чітко виражене ядро і спіральна структура, а також не проявляється оберտальна симетрія. В галактиках, що належать до цього підтипу, виділяються яскраві групи зір спектральних класів O і B. Підтип Irr II не показує симетрії у формі, розподіл яскравості досить рівномірний, інколи наявні смуги поглинання пилу. Прикладами неправильних галактик є Велика Магелланова Хмара (ВМХ) і Мала Магелланова Хмара (ММХ) — найближчі до нас галактики, які видно неозброєним оком у південній півкулі неба (рис. 22.7). Доречно зазначити, що в структурі ВМХ можна виділити утворення, яке за виглядом нагадує перемичку у SB галактик.

До неправильних належать і *пекулярні галактики*, кожна з яких має унікальну форму. Серед них є *дископодібні, кільцеві, асиметричні галактики*.

Окремим класом є *взаємодіючі галактики*. Звичайно це подвійні галактики, між якими спостерігаються світлі перемички, «хвости», тощо (рис.22.8).

Відомі також *компактні галактики* з розмірами ядер спіральних галактик, а також об'єкти, які за своїм зовнішнім виглядом практично не відрізняються від звичайних зір. Приблизно 25% вивчених галактик є еліптичними, 50% — спіральними (з них половина типу SB), 20% — галактики проміжного типу S0, а галактик типу Irr усього 5%.



Рис. 22.7. Неправильні галактики: Велика (зліва) і Мала (справа) Магелланові Хмари



Рис. 22.8. Взаємодіючі галактики NGC 5194 (справа) і NGC 5195 (зліва)

22.2. Відстані до галактик

Питання про відстані до галактик — одне з найважливіших в астрономії. Неточність у їх визначенні призводить до істотних помилок в оцінці

мас і світностей та інших характеристик цих об'єктів. Методи встановлення відстаней до галактик поділяють на абсолютні і відносні. Серед абсолютних найважливішими є такі.

Метод Бааде–Весселінка. Як відомо світність зорі можна обчислити за формулою:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{ef}}^4. \quad (22.2)$$

Оскільки ж світність однозначно визначає болометричну абсолютну зоряну величину, то з (22.2) знаходимо:

$$M_{\text{bol}} = -10 \lg(T_{\text{ef}}) - 5 \lg(R) + \text{const}. \quad (22.3)$$

Знаючи зі спостережень видиму величину зорі, можна за її абсолютною зоряною величиною згідно з (14.4) визначити відстань до неї, а тоді і до зоряної системи (галактики, наприклад), в якій ця зоря перебуває.

Отже, для знаходження M_{bol} потрібно знати ефективну температуру зорі та її радіус. Проте, якщо значення T_{ef} досить надійно встановлюють на підставі фотометричних і спектральних характеристик, то безпосередньо оцінити радіус далекої зорі надто важко. У першій половині ХХ століття В. Бааде і А. Весселінк для подолання цієї проблеми запропонували метод, що базується на спостереженні радіально пульсуючих зір. Суть методу полягає у визначенні величини зміни радіуса пульсуючої зорі шляхом чисельного інтегрування кривої зміни її променевої швидкості на інтервалі часу від моменту t_1 до t_2 :

$$\Delta R_{1,2} = -p \int_{t_1}^{t_2} v_r(t) dt. \quad (22.4)$$

Множник p виникає внаслідок того, що вимірювана спостерігачем променева швидкість пульсуючої зорі v_r завжди є недооціненою. Дійсно, v_r визначається за ефектом Доплера за зміщенням спектральних ліній відносно системи лабораторних довжин хвиль. Тим часом у формуванні кожної спектральної лінії бере участь уся поверхня зорі, яка звернена до спостерігача, тому свій внесок у розподіл потоку в межах певної лінії (тобто, у профіль лінії) дають ділянки поверхні, для яких проекція реальної швидкості розширення або стиснення зоряної атмосфери на промінь зору є різною. Природно, що для спостерігача кут між вектором швидкості пульсуючої атмосфери і променем зору є більшим для тих ділянок поверхні, які розташовані далі від центра диска зорі. Отже, ті деталі профіля спектральної лінії, що тут утворюються, будуть мати значно менші зміщення відносно лабораторної системи. Для коригування цього ефекту і вводять у рівняння (22.4) вищезгаданий множник, для якого теоретичний аналіз дає значення $p = 24/17$.

Якщо в момент t_1 зоря мала радіус R_1 , то в момент t_2 її радіус буде становити $R_1 + \Delta R_{1,2}$. Відповідно зміна абсолютної зоряної величини за цей час дорівнюватиме:

$$M_{\text{bol},2} - M_{\text{bol},1} = -10 \lg \left(\frac{T_{\text{эф},2}}{T_{\text{эф},1}} \right) - 5 \lg \left(\frac{R_1 + \Delta R_{12}}{R_1} \right). \quad (22.5)$$

З іншого боку, $M_{\text{bol},2} - M_{\text{bol},1}$ дорівнює різниці двох значень видимої зоряної величини у моменти часу t_1 і t_2 : $m_{\text{bol},2} - m_{\text{bol},1}$, яку визначають зі спостережень. Відношення $T_{\text{эф},2}/T_{\text{эф},1}$ можна знайти за показниками кольору. Для цього використовують криву зміни кольору зорі, наприклад, в UBV системі Джонсона.

В окремому випадку, коли в моменти t_1 і t_2 значення показника кольору збігаються (а, отже, збігаються і значення температури), маємо:

$$R_1 = \Delta R_{12} \frac{10^{(m_{\text{bol},2} - m_{\text{bol},1})/5}}{1 - 10^{(m_{\text{bol},2} - m_{\text{bol},1})/5}}. \quad (22.6)$$

Визначені описаним методом радіуси і амплітуди зміни радіусів пульсуючих зір типу δ Цефея і RR Ліри з сусідніх галактик дають змогу отримати оцінку відстані до них.

Ефект Сюняєва–Зельдовича. Ще один потужний абсолютний метод визначення відстаней до віддалених зоряних систем базується на явищі, обґрунтованому Р. А. Сюняєвим і Я. Б. Зельдовичем у 1969 р. Відомо, що мікрохвильове фонове випромінювання має ізотропний розподіл і є достатньо однорідним (див. розділ 24). Це свідчить про те, що, починаючи з певного моменту еволюції Всесвіту кванти цього випромінювання майже не взаємодіяли зі звичайною речовиною. Проте, мала частина квантів все ж таки могла взаємодіяти з електронами в гарячому газі, який заповнює міжгалактичний простір у скупченнях галактик. Це могло відбутися в ранню епоху еволюції Всесвіту, і наслідком такої взаємодії має бути зростання енергії квантів мікрохвильового випромінювання в процесі їх комптонівського розсіяння на енергійних електронах. Результатом буде викривлена форма спостережуваного спектрального розподілу квантів мікрохвильового випромінювання — поява надлишку квантів більших частот і відповідний дефіцит квантів менших енергій. Така специфічна форма розподілу справді реєструється у напрямку багатих скупчень галактик і носить назву *ефекту Сюняєва–Зельдовича*. Величина викривлення форми розподілу залежить від концентрації електронів, на яких відбувається розсіювання, і це дає можливість за формою спектрального розподілу фонового випромінювання оцінити електронну концентрацію у міжгалактичному просторі у скупченнях.

З іншого боку міжгалактична плазма є джерелом гальмівного випромінювання вільними електронами рентгенівських квантів у процесі їх взаємодії з протонами плазми. Для земного спостерігача реєстрований приладами потік рентгенівських квантів від скупчення галактик залежить від електронної концентрації і температури плазми, а також від відстані до

скупчення. Температуру електронного газу можна знайти за характеристиками розподілу рентгенівського випромінювання, яке ним генерується, а електронна концентрація визначається за ефектом Сюняєва–Зельдовича. Отже, залишається єдина невідома величина — відстань до досліджуваного скупчення галактик, і вона якраз і може бути достатньо надійно встановлена за допомогою цього методу.

Метод найяскравіших зон НІІ. Спостереження близьких галактик показали, що найяскравіші зони НІІ в них мають приблизно однакові лінійні розміри — близько 200 пк. Тому вимірювання кутових діаметрів найяскравіших зон НІІ у далеких галактиках дає змогу визначити відстані до них.

Інші абсолютні методи. Останніми роками активно розвивають методи визначення відстаней до далеких об'єктів спостережуваної частини Всесвіту, які ґрунтуються на вимірюванні величини затримки приходу сигналу від протяжних джерел, що дає змогу оцінити їх лінійний розмір, а за наявності їх кутових розмірів — і відстані до них. Так, зокрема, було оцінено відстань до наднової 1987А з Великої Магелланової Хмари. Ця наднова зоря нині оточена кільцем сильно іонізованого газу, яке розширюється і є нахиленим під деяким кутом до променя зору. Радіус кільця був легко визначений за величиною затримки у реєстрації моментів появи в спектрі самого кільця емісійних ліній, що утворюються відповідно на його близькому і віддаленому від спостерігача боці. Результат був такий: $r = 0,42 \text{ пк} \pm 0,03 \text{ пк}$. Оскільки кутові розміри кільця $\theta = 1,66'' \pm 0,33''$, то це дає відстань до наднової $52 \text{ кпк} \pm 3 \text{ кпк}$.

Відстані до далеких квазарів (див. підрозділ 22.6) можна отримати, якщо оцінити інтервал часу між реєстраціями появи зображень досліджуваного квазара, зміщених одне від одного на певну кутову відстань за рахунок ефекту гравітаційної лінзи (викривлення шляху світла від квазара, зумовлене наявністю значної маси, наприклад галактики, на промені зору, який поєднує спостерігача і квазар).

Відносні методи визначення відстаней потребують попереднього калібрування і деяких припущень. Серед цих методів виділяються наступні.

Метод пульсуючих зір. Тут використовують залежність між періодом пульсуючої зорі та її світністю, або абсолютною зоряною величиною (див. підрозділ 18.2). Визначаючи видиму величину m , обчислюють відстань до зорі, а, отже, і до галактики, в якій вона перебуває. Цей метод розвинутий для цефеїд. Оскільки в довгоперіодичних цефеїд абсолютні зоряні величини M_v сягають -6^m , то їх вдається виявити в досить віддалених від нас галактиках.

Метод стандартних «свічок». Річ ясна, для оцінки відстаней можна застосовувати будь-які об'єкти окремого типу, за виконанням двох умов: 1) якщо всі вони мають близькі значення світності (абсолютної зоряної величини), 2) якщо типова для цих об'єктів світність є достатньо великою. Якраз ця друга умова гарантує вимірювання відстаней у позагалактич-

них масштабах, тоді як перша — надійність отриманих результатів. Такі об'єкти прийнято називати *стандартними «свічками»*. Справді, якщо для певного типу об'єктів індивідуальні значення абсолютної болометричної зоряної величини M_{bol} є досить близькими до середнього значення $\overline{M}_{\text{bol}}$, то можна сподіватися, що невизначеність у відстані, яку можна оцінити за формулою (14.4), де замість індивідуального значення абсолютної зоряної величини спостережуваного об'єкта прийнято її середнє значення для об'єктів цього типу, буде невеликою. Така стандартизація є допустимою, наприклад, для зір типу RR Ліри, оскільки всі зорі цього типу мають практично однакові значення болометричної абсолютної зоряної величини $\overline{M}_{\text{bol}} \approx +0,5^m$. Воно відповідає не надто великій світності, тому за допомогою спостережень зір цього типу отримують відстані лише до найближчих зоряних систем.

Як і зорі типу RR Ліри, кулясті скупчення теж являють собою досить однорідну групу. Більшість із них мають абсолютні зоряні величини близькі до $-7,4^m$. Існує лише одна проблема: кулясті скупчення важко виявити в далеких спіральних галактиках, поверхнева яскравість яких має надто нерівномірний розподіл внаслідок існування в їхніх дисках значної кількості світлих туманностей і темних газопилових хмар. Але кулясті скупчення добре видно навіть у далеких еліптичних галактиках.

Стандартними «свічками» вважають також молоді планетарні туманності. Вони трапляються в галактиках різних типів і мають типову абсолютну зоряну величину $-4,6^m$.

Протягом року в кожній з найближчих галактик можна зареєструвати кілька десятків спалахів нових зір. Дослідження дало змогу зробити висновок, що абсолютні зоряні величини цих зір є в межах від $-4,8^m$ до $-8,9^m$, а їхня світність у максимумі блиску тим більша, чим швидше спадає блиск після максимуму. Якщо t_2 — час у добах, за який блиск нової зорі після досягнення максимуму блиску зменшується на 2^m , то значення абсолютної зоряної величини у максимумі блиску:

$$M_{V_{\text{max}}} = -10,7^m + 2,31 \lg t_2. \quad (22.7)$$

Знаючи видиму зоряну величину нової зорі m_{max} у максимумі блиску і час t_2 , неважко обчислити модуль відстані $m_{\text{max}} - M_{\text{max}}$ і, отже, відстань до галактики. Похибки цього методу, передусім, зумовлені труднощами у визначенні моменту, коли нова досягла найбільшого блиску.

Найпотужнішими стандартними «свічками», які можна спостерігати на відстанях у мільярди парсеків, є наднові Ia типу. Феномен наднової цього типу є наслідком термоядерного вибуху виродженого карбоно-кисневого ядра у зір помірної маси на завершальному етапі їх еволюції або карбоно-кисневого білого карлика у тісній подвійній системі, і тому наднові Ia типу мають практично однакові параметри. Їх абсолютна зо-

ряна величина у максимумі блиску $M_V = -19,52^m \pm 0,07^m$. Достатньо мала невизначеність цієї характеристики свідчить про те, що відстані, оцінені за допомогою наднових Ia типу, досить надійні.

Відстані до далеких галактик обчислюють також за їхнім виглядом і кутовими розмірами. Невідомою величиною тут є лінійний розмір зоряної системи. Однак у цьому випадку вважають, що далека галактика конкретного типу, відстань до якої потрібно знайти, має такі самі лінійні розміри, як і близька галактика того ж самого типу, відстань до якої знайдена описаними вище методами.

Для спіральних галактик було встановлено, що кінематичні характеристики диска корелюють з повною світністю системи. Так, наприклад, у 1970 р. була відкрита залежність між величиною швидкості обертання речовини диска спіральної галактики та її абсолютною зоряною величиною (*залежність Таллі–Фішера*). Виявилось, що в галактик більшої світності швидкість обертання теж більша. Отже, залежність Таллі–Фішера дає можливість оцінити відстань до далекої галактики шляхом визначення швидкості обертання газу в площині її диска, яку, в свою чергу, можна знайти за доплерівським розширенням і зміщенням емісійної радіолінії нейтрального Гідрогену на довжині хвилі 21 см.

22.3. Червоне зміщення в спектрах галактик

Спостереження показують, що лінії у спектрах усіх відомих галактик (за винятком кількох, найближчих до нас) зміщені в червоний бік. Це явище називають *червоним зміщенням*. Логічно припустити, що цей ефект зумовлений рухом галактик зі швидкістю v_r у напрямку від спостерігача. Значення швидкості галактики за вимірним зміщенням ліній можна обчислити за формулою Допплера:

$$v_r = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} c = zc, \quad (22.8)$$

де c — швидкість світла.

Після того як визначили швидкості для кількох десятків галактик, Габбл у 1929 р. виявив, що вони зростають прямо пропорційно відстані до них:

$$v_r = Hr, \quad (22.9)$$

причому відстань тут виражена у мегапарсеках. Коефіцієнт пропорційності H отримав назву *параметр (стала) Габбла*. Як неважко переконатися, розмірність параметра Габбла є с^{-1} , проте його прийнято виражати в $\text{км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$, щоб підкреслити, що ця величина визначає збільшення швидкості з відстанню.

У працях Габбла 1929–1936 рр. наведено кілька значень цього параметра: від $H = 500$ км/(с·Мпк) до $H = 560$ км/(с·Мпк). Згодом коефіцієнт H неодноразово уточнювали. Нині найімовірнішим значенням сталої Габбла вважають $H = (67 \pm 1)$ км/(с·Мпк)

Після того, як за спостереженнями найближчих галактик надійно обчислили значення параметра H , можна розв'язувати обернену задачу: знаючи червоне зміщення z галактик, обчислювати відстані до них:

$$r = \frac{c}{H} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{c}{H} z. \quad (22.10)$$

Комбінуючи формули (22.10) і (14.4) неважко отримати залежність між видимою зоряною величиною галактики та її червоним зміщенням:

$$m = M - 5 - 5 \lg H + 5 \lg cz, \quad (22.11)$$

де M — абсолютна зоряна величина галактики. Графічне зображення залежності модуля відстані від величини червоного зміщення, яке можна отримати з (22.11), називають *діаграмою Габбла* (рис. 22.9).

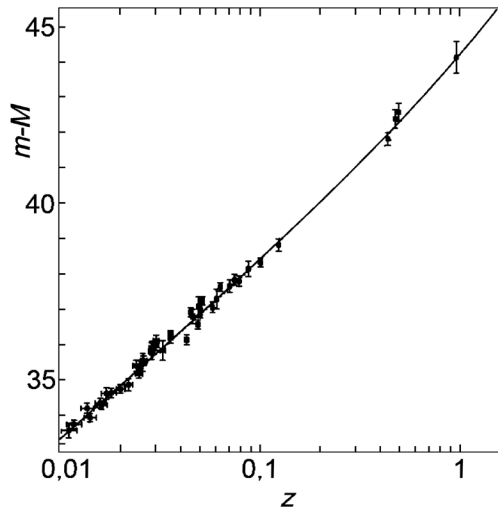


Рис. 22.9. Діаграма Габбла, побудована за результатами спостережень наднових Ia типу

На сьогодні уже виміряно червоне зміщення для близько 100 000 галактик. У найслабкіших об'єктів параметр z відповідає швидкості віддалення галактики близько 100 000 км/с.

У цьому випадку (для $z \geq 0,01$) замість класичної формули Доплера використовують формулу, що впливає зі спеціальної теорії відносності

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\frac{1+v_r/c}{1-v_r/c}} - 1. \quad (22.12)$$

З неї, зокрема, бачимо, що у разі $v_r \rightarrow c$ червоне зміщення стає необмежено великим ($z \rightarrow \infty$). Наприклад, для $\Delta\lambda = \lambda$ ($z = 1$) $v_r = 0,6c$, для $z = 2$ $v_r = 0,8c$.

22.4. Фізичні властивості галактик

Світ галактик є винятково різноманітним не лише відносно їхніх форм. Галактики, що належать до одного і того ж типу, можуть істотно відрізнятися за розмірами, масами, світностями та іншими фізичними характеристиками.

Лінійні розміри галактики визначають за відомою відстанню до неї та за її кутовим діаметром. Проте, оскільки концентрація зір зменшується від центра системи до її периферії поступово, то більшість галактик не має чітких меж. Тому і розміри галактики, обчислені зі спостережень, істотно залежать від того, яким методом їх одержали. Наприклад, на фотографіях з тривалою експозицією галактика виглядає значно більшою, ніж за малої експозиції, ще більшою вона буде у разі спостережень з електрофотометрами і ПЗЗ-приймачами випромінювання. Для гігантських спіральних та еліптичних галактик сучасні оптичні і радіотелескопи дають змогу вивчати їх структуру на відстанях до 80 кпк від їхніх центрів. У цілому ж галактики одного і того ж типу відрізняються між собою за розмірами в десятки разів.

Обертання галактики виявляють, порівнюючи зміщення спектральних ліній у різних її частинах, або за розширенням ліній у спектрі. На відміну від спіральних та неправильних галактик досі немає надійних даних про обертання еліптичних галактик. Ширина ліній у їхніх спектрах вказує на великі хаотичні швидкості зір.

Оскільки спектр галактики утворюється змішуванням випромінювання усіх зір і газу, що входять до неї, то з його аналізу також можна скласти конкретні уявлення про типовий склад зоряного населення. Як правило, спектри неправильних галактик і спіральних з розвинутими спіралями нагадують спектри зір класів А і F, спектри решти спіральних — F і G, а спектри еліптичних — G і K. Звідси ясно, що в спіральних і неправильних галактиках є порівняно більше зір ранніх спектральних класів. Еліптичні галактики складаються з зір пізніх спектральних класів, подібних до зір сферичної підсистеми нашої Галактики.

Маси спіральних галактик обчислюють за лінійними швидкостями v обертання зір або газових хмар у зовнішніх частинах диска. Для перших швидкість оцінюється зі спектральних спостережень у видимій частині

спектра, для других — за ефектом Доплера для випромінювання Гідрогену на довжині хвилі 21 см. З метою приблизної оцінки вважають, що більша частина маси галактики сконцентрована в її центрі. І оскільки тоді для периферійних зір або газових хмар гравітаційне прискорення $a = v^2/R = GM/R^2$, де R — радіус галактики, то її маса:

$$M = \frac{Rv^2}{G}. \quad (22.13)$$

Визначити таким самим способом масу еліптичної галактики не можна, оскільки, по-перше, еліптичні галактики майже не містять міжзоряного газу, по-друге, немає надійних даних про особливості рухів зір у такій системі. Але у цьому випадку масу можна оцінити за значенням середньої хатичної швидкості зір \bar{v} , яку знаходять за доплерівською шириною ліній у спектрі галактики. При цьому приймають, що повна кінетична енергія зір у галактиці має бути меншою від потенціальної. У протилежному випадку зорі залишали б галактику. Теорія дає зв'язок між масою M галактики та швидкістю \bar{v} у вигляді, аналогічному формулі (22.13).

Маси найбільших еліптичних галактик сягають значень $10^{13}M_{\odot}$. Маси карликових еліптичних галактик не перевищують 10^6M_{\odot} . Маси спіральних галактик перебувають у межах від 10^9 до $10^{12}M_{\odot}$, неправильних — від 10^8 до $3 \cdot 10^{10}M_{\odot}$.

Надзвичайно широким виявився діапазон світностей галактик, зокрема еліптичних. Наприклад, у найяскравіших еліптичних галактик світності досягають значення $L = 10^{11}L_{\odot}$, тоді як у карликових еліптичних галактик $L = 3 \cdot 10^5L_{\odot}$. Світності спіральних галактик перебувають у межах від 10^8L_{\odot} до $2 \cdot 10^{10}L_{\odot}$, а неправильних — 10^7 – 10^9L_{\odot} .

Важливою характеристикою галактик є відношення їхньої маси до болометричної світності M/L (M і L при цьому виражають в одиницях маси і світності Сонця). З нього можна отримати конкретні відомості про зорі, з яких складається та чи інша галактика. Наприклад, якби галактика вміщувала лише зорі типу Сонця, то $M/L = 1$. Насправді ж значення цього відношення є в межах від кількох одиниць до 100. Для більшості спіральних галактик відношення M/L в їх центральних зонах перевищує 5.

Як виявилось, існують істотні відмінності між значеннями M/L для окремих галактик, які належать до одного типу, а також відмінності у середніх значеннях M/L для еліптичних, спіральних і неправильних галактик. Це означає, що склад зір у цих галактиках неоднаковий. В еліптичних галактиках немає гарячих гігантів і надгігантів, вони складаються переважно з жовтих і червоних карликів класів G, K і M досить малої світності. І навпаки, у спіральних і неправильних галактиках надто багато гарячих гігантів і надгігантів спектральних класів O і B. З іншого боку, існує проблема так званої *прихованої маси (темної матерії)* — речовини, яка дає істотний вне-

сок у повну масу системи, але світність її нехтовно мала, чи взагалі відсутня. Якщо галактика містить у своєму складі приховану масу, то відношення M/L для неї буде відхилятися від нормального до більших значень. Ще один показник наявності прихованої маси — відхилення спостережуваного розподілу швидкостей обертання газу і зір у площині диска нашої Галактики та інших спіральних систем від кеплерівського, за яким лінійна швидкість зменшується з відстанню від центра як $r^{-1/2}$. З'ясувалося, що швидкість обертання досягає максимального значення на деякій відстані від центра диска і залишається майже незмінною аж до самої його периферії (див. рис. 22.10).

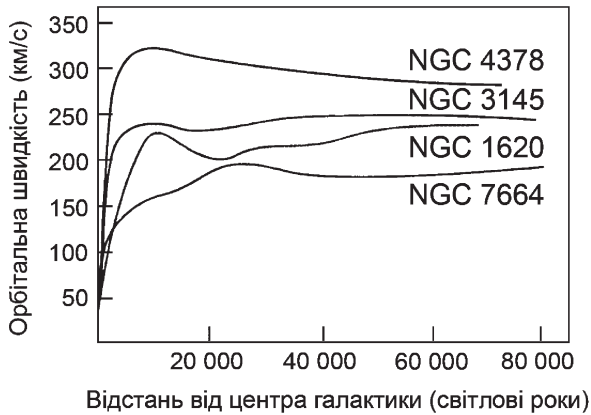


Рис. 22.10. Залежність швидкості обертання галактики від галактоцентричної відстані для деяких спіральних систем

Природа прихованої маси до цього часу не з'ясована. Можливо, галактики оточені невидимими протяжними оболонками — *коронами* з надто слабких карликових зір або зовсім несутіх планетоподібних тіл.

Не виключено також, що галактики і скупчення галактик, як єдині структури, стабілізуються своєрідними «нейтринними хмарами», в які ці галактики наче «вкраплені». Ця гіпотеза виникла після того, як отримали певні свідчення, за якими нейтрино мають масу, що не дорівнює нулю. Тому їхні швидкості приблизно через 300 років після початку розширення Всесвіту стають значно меншими від швидкості світла. Їхня гравітаційна взаємодія призводила б до утворення згаданих «хмар». Відомі також гіпотези про існування принципово нових частинок, що залишаються невидимими для спостерігача, та існування яких проявляється лише в результаті гравітаційної взаємодії зі звичною для нас речовиною.

За різними оцінками, маса темної матерії в нашій Галактиці становить не менше 90% її повної маси, і лише 10% — це матерія світна. У цьому випадку загальна маса нашої Галактики була б не меншою за $10^{12}M_{\odot}$.

22.5. Ядра галактик та їхня активність

Центральні зони галактик названо *ядрами*. Однак, їхні розміри надзвичайно малі, то ж ядра навіть сусідніх галактик (крім Туманності Андромеди) розділити на окремі зорі важко. Оптичний спектр вказує на близькість зоряного складу ядра галактики до зір сферичної підсистеми нашої Галактики. У спектрах ядер галактик поряд з лініями поглинання, типовими для зір, спостерігаються емісійні лінії випромінювання гарячого газу.

Найцікавішу інформацію отримали зі спостережень *активних галактик*, в ядрах яких відбуваються певні потужні процеси. Типові ознаки цієї активності такі: випромінювання ядра є нетепловим, а його розподіл за частотою описується залежністю $I(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$; надлишок випромінювання в ультрафіолетовому діапазоні спектра; наявність у спектрах центральних частин галактик широких емісійних ліній, що відповідають високим ступеням збудження випромінюючих атомів і свідчать про неупорядковані рухи речовини зі швидкостями від 500 км/с до 5000 км/с; наявність в ядрах компактних змінних радіоджерел, які часто мають подвійну структуру; викиди з ядер у формі потоків чи джгутів газу та релятивістських частинок, повна маса яких сягає іноді 10^6 – $10^7 M_{\odot}$, а кінетична енергія 10^{49} Дж. Тривалість активності ядра близько 10^6 років.

У деяких випадках виявлено просторово відокремлені викиди з активних галактик, що свідчить про повторюваність явища через приблизно 10^8 років.

Активність можуть проявляти і спіральні, і еліптичні галактики. До перших належать *галактики Сейферта*, названі так за іменем американського астронома Карла Сейферта, який їх виявив у 1943 р. Основна ознака цих об'єктів — сильні і широкі емісійні лінії в їх спектрах. Для галактик Сейферта притаманне підвищене випромінювання в інфрачервоній ділянці спектра, а також змінне з часом рентгенівське випромінювання. Приблизно 80% спіральних галактик типів Sa, Sb мають активні ядра, які нагадують ядра сейфертівських галактик. Частка спіральних галактик типу Sc, а також еліптичних галактик з активними ядрами дещо менша.

Діаметри активних ядер цих галактик іноді не перевищують 10 пк, розміри ж інтенсивно випромінюючих зон ще менші.

Серед гігантських еліптичних галактик своєю активністю виділяється об'єкт M87 — галактика типу E0 із сузір'я Діви. В околі її ядра спостерігається яскравий викид, що складається з кількох згущень. Маса речовини у викиді $10^7 M_{\odot}$, швидкість газу 3000 км/с, енергія викиду 10^{55} Дж. У протилежний бік тягнеться менш помітний контрвикид. Галактика M87 є потужним джерелом радіовипромінювання.

До активних належать також *галактики Маркаряна* (їх відомо близько 600). Цей тип галактик вперше виділив вірменський астроном Б. Є. Маркарян. Типовою відзнакою галактик Маркаряна є сильний ультрафіолето-

вий надлишок випромінювання. Вважають, що їхній аномально блакитний колір зумовлений бурхливими процесами зореутворення. Приблизно 10% галактик Маркар'яна мають усі ознаки сейфертівських галактик.

Серед активних галактик виділяють також об'єкти типу *VL Ящірки*, які одержали свою назву завдяки зореподібному джерелу випромінювання з довгоперіодичною складовою зміни блиску близько місяця. Змінність блиску *VL Ящірки* відкрито у 1929 р., і як тоді помилково вважалося, це мав би бути раніше невідомий тип змінної зорі. Було, однак, з'ясовано згодом, що *VL Ящірки* насправді є еліптичною галактикою з активним ядром, причому незвичайною особливістю спектра тут була відсутність як емісійних ліній, так і ліній поглинання. Більш узагальнена назва типу активних ядер галактик, до якого належать і об'єкти типу *VL Ящірки* — *блазар*.

22.6. Радіогалактики і квазари

За останні 45 років відкрито близько 10 000 дискретних (тобто окремих, точкових або майже точкових) джерел радіовипромінювання. Складено каталоги радіоджерел, серед яких найвідоміший Третій Кембріджський каталог (його скорочене позначення 3С).

Аналіз показав, що певна частина дискретних радіоджерел належить нашій Галактиці, деякі з них — це залишки спалахів наднових зір (наприклад, радіоджерело Телець А, пов'язане з Крабоподібною туманністю). Джерелами радіовипромінювання є і галактики. Однак потужність їх випромінювання в радіодіапазоні становить здебільшого 10^{-6} від світності галактики в оптичній частині спектра. Випромінювання багатьох галактик є тепловим, а його інтенсивність істотно залежить від типу галактики. Найслабкішими джерелами радіовипромінювання виявилися спіральні і неправильні галактики. Їхня потужність у дециметровому діапазоні становить усього близько 10^{32} Вт. Радіовипромінювання еліптичних галактик у цьому ж діапазоні у 100 разів більше.

Об'єкти, потужність випромінювання яких у радіодіапазоні дорівнює або навіть більша потужності випромінювання в оптичному, названо *радіогалактиками*. Їх відомо кілька сотень. Найближче до нас — радіоджерело Лебідь А ототожнене з галактикою, що складається з двох ядер і протяжної оболонки (гало). Червоне зміщення цієї галактики $z = 0,056$, що для $H = 67$ км/(с · Мпк) відповідає відстані приблизно 260 Мпк. Однією з найвіддаленіших є радіогалактика 3С 295, для якої $z = 0,46$ і відстань близько 2500 Мпк. Потужність її випромінювання у радіодіапазоні становить близько 10^{39} Вт.

До радіогалактик середньої потужності належить і джерело Діва А, ототожнене з велетенською еліптичною галактикою М 87, а також джерело Кентавр А, яке на фотографіях виглядає галактикою сферичної форми, перетятою потужною смугою поглинаючої речовини.

Особливістю радіогалактик є те, що їхнє випромінювання є нетепловим (синхротронним): воно виникає завдяки гальмуванню релятивістських електронів у магнітних полях. Багато з радіогалактик є подвійними або кратними (зони, що випромінюють у радіодіапазоні, розташовані з обох боків від оптичного об'єкта іноді на відстанях, які сягають десятків і сотень тисяч світлових років). Зокрема, біля джерела Кентавр А (рис. 22.11) є чотири радіовипромінюючих зони — по дві з кожного боку темної смуги: розташовані вони в ряд майже перпендикулярно до неї. Потужне синхротронне випромінювання радіохвиль виникає внаслідок гальмування потоків заряджених частинок у магнітному полі цих зон. Джерелом заряджених частинок є активне ядро галактики Кентавр А.



Рис. 22.11. Активна галактика NGC 5128 (Кентавр А); темна смуга, що перетинає зображення галактики у візуальних променях, — наслідок сильного поглинання світла пилом

Загалом проблема активності ядер галактик все ще остаточно не з'ясована. Сьогодні загальноприйнятою є гіпотеза, запропонована британським астрономом Д. Лінден-Беллом у 1968 р., згідно з якою високий рівень енерговиділення в активних ядрах підтримується за рахунок гравітаційного поля наявних там надмасивних чорних дір (слід зазначити, що подібний механізм був запропонований ще у 1964 р. незалежно двома радянськими вченими Я. Б. Зельдовичем і І. Д. Новиковим, і американським астрономом Е. Е. Солпітером). Їх, однак, можна виявити лише посередніми методами. Наприклад, вивчення ядра Туманності Андромеди (M 31), рис. 22.12, найближчої до нас гігантської спіральної галактики ($r = 740 \text{ кпк} \pm 40 \text{ кпк}$), дало такий результат: на відстані усього 10–20 пк від її центра зорі рухаються з надзвичайно великими швидкостями, отже, маса центрального тіла, яке керує їх рухом, має бути не меншою $5 \cdot 10^7 M_{\odot}$.

Аналогічний висновок зроблено для галактик M 32, M 87, M 104 та ін., в ядрах яких зареєстровано рухи зір з великими швидкостями, а їх концен-

трація у центральній частині сягає 10^7 – 10^8 зір/пк³. Вважається досить імовірним, що чорна діра, але не надто масивна ($4 \cdot 10^6 M_{\odot}$), є і в центрі нашої Галактики.



Рис. 22.12. Галактика Туманність Андромеди

Загалом рівень активності ядра галактики і визначається масою центральної чорної діри. Наприклад, для вже згаданої активної галактики M 87 оцінка маси чорної діри дає $3 \cdot 10^9 M_{\odot}$.

Ще потужнішими джерелами радіовипромінювання є *квазари* (їхня повна назва — квазізоряні радіоджерела). Перша реєстрація радіовипромінювання від квазара була здійснена американським аматором астрономії Г. Ребером ще на початку 40-х років минулого століття. Приблизно через 10 років з'ясувалося, що джерело потужного радіовипромінювання у напрямку сузір'я Лебеда, яке зареєстрував Ребер, асоціюється на небі з об'єктом, схожим на галактику. Червоне зміщення в її спектрі відповідало швидкості віддалення понад 10 000 км/с і відстані більше 150 Мпк. Об'єкт одержав назву Лебідь А (3С 405). Відтоді й почалися систематичні дослідження позагалактичних точкових радіоджерел.

У 1960 р. квазар 3С 48 (у сузір'ї Трикутника) вдалося ототожнити із зореподібним об'єктом 16^m . Через два роки інше радіоджерело 3С 273 (із сузір'я Діви) ототожнили із зорею 13^m . Певний час були незрозумілими спектри цих об'єктів, оскільки, по-перше, вони зовсім не подібні один до одного, і, по-друге, наявні в них сильні емісійні лінії не належали жодному з відомих хімічних елементів. Як з'ясували згодом, ці об'єкти не мали нічого спільного із зорями. У 1963 р. американський вчений М. Шмідт виявив, що лінії в спектрі об'єкта 3С 273 зміщені в червоний бік, а $z = \Delta\lambda/\lambda = 0,16$. Відповідно червоне зміщення в спектрі об'єкта 3С 48 $z = 0,37$. Це дало змогу обчислити відстані до цих об'єктів і показати, що вони віддалені від Землі більш, ніж на мільярди світлових років.

На сьогодні відкрито понад 10 000 квазарів, причому для всіх червоне зміщення перевищує $z = 0,06$. В одного з найвіддаленіших об'єктів, квазара PKS 2000–330 червоне зміщення $z = 3,90$, що відповідає швидкості віддалення $0,92c$. Світло від такого квазара подорожувало майже 13 млрд років, перш ніж досягнути Землі.

Типовий квазар щосекунди випромінює енергії набагато більше, ніж уся наша Галактика. Світності квазарів 10^{40} – 10^{41} Вт, що в 100–1000 разів перевищує потужність випромінювання великої галактики з її сотнями мільярдів зір. Аналіз спектрів квазарів показує, що за хімічним складом вони мало чим відрізняються від звичайних зір. Розподіл інтенсивності випромінювання у неперервному спектрі квазара і значна поляризація випромінювання вказують на те, що більшість цієї енергії генерується синхротронним механізмом.

Істотною особливістю квазарів є значний надлишок випромінювання в інфрачервоній та ультрафіолетовій частинах спектра, а також змінність блиску з характерним часом близько року, а в деяких об'єктів навіть декілька днів. Поблизу деяких квазарів видно викиди — велетенські потоки речовини, що уподібнює квазари до радіогалактик та галактик Сейферта.

Слід зауважити, що далеко не всі квазари є джерелами потужного радіовипромінювання — з усіх відомих тільки 10% можна вважати такими.

У 1965 р. відкрили *квазаги* — квазізоряні галактики. Ці об'єкти за характеристиками подібні до квазарів, однак зі значно меншим радіовипромінюванням. Нині їх відносять до єдиної групи квазарів і вважають, що все це — недовготривалі стадії еволюційного розвитку галактик.

22.7. Розподіл галактик у просторі

Для вивчення розподілу галактик у просторі, як і зір у нашій Галактиці, використовують інтегральну функцію блиску $N(m)$, що визначає кількість об'єктів у заданій ділянці неба, видима зоряна величина яких менша або дорівнює m . Якби галактики були розподілені в просторі рівномірно, то мала б справджуватися *теорема Зеелігера* (щоправда, в основі її лежить припущення, що абсолютні зоряні величини усіх галактик однакові):

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} \approx 4. \quad (22.14)$$

Першим проаналізував цю проблему Габбл. До 1934 р. він на фотографіях, отриманих за допомогою телескопа з діаметром дзеркала 2,5 м, підрахував кількість галактик до 20^m на 1283 невеликих ділянках, рівномірно розподілених на небесній сфері. Габбл виявив, що на один квадратний градус неба в середньому припадає 131 галактика із зоряною величиною

до 20^m . Поверхня сфери налічує 41 253 квадратних градуси. Отже, на всій небесній сфері загальна кількість галактик до 20^m становить $5,4 \cdot 10^6$.

Для сучасних оптичних телескопів доступні галактики з видимою зоряною величиною до 28^m . З формули (22.14) обчислюємо, що $N(m+n) \approx 4^n N(m)$, тому загальна кількість таких галактик становить $N(28) = 4^8 N(20)$, тобто близько $3,5 \cdot 10^{11}$.

Габбл визначив, що теорема Зеелігера правильна для всіх вибраних напрямків. А це означає, що в середньому розподіл галактик у просторі не лише однорідний, а й ізотропний, тобто однаковий в усіх напрямках.

Проте детальніший аналіз показав, що в масштабах, менших від 100 Мпк, галактики утворюють *групи*, а також *скупчення* і *надскупчення*. Скупчення бувають багаті й бідні. Останні налічують невелику кількість членів. Наприклад, три великі спіральні галактики — наша Галактика, Туманність Андромеди (М 31) і Туманність Трикутника (М 33), а разом з ними Велика і Мала Магелланові Хмари та ще декілька зоряних систем менших розмірів утворюють *Місцеву групу* — бідне галактичне скупчення, в яке входить усього близько 50 галактик. Майже половина з них — це карликові еліптичні галактики. Останні, за винятком трьох згаданих велетенських спіралей, — це неправильні галактики. Найбільша галактика в Місцевій групі — Туманність Андромеди. Кожна велика галактика Місцевої групи має декілька супутників. Для нашої Галактики — це Велика і Мала Магелланові Хмари та ще тринадцять карликових галактик. Найближчий з них супутник — відкрита у 1994 р. карликова галактика у сузір'ї Стрільця. Дещо більше супутників має галактика М 31. Слід зазначити, що і нині, завдяки вдосконаленню техніки спостережень, продовжують відкривати нові карликові галактики — члени Місцевої групи, які налічують близько мільйона зір кожна.

Якщо Місцева група займає простір розміром близько 1,5 Мпк, то діаметр типового галактичного скупчення у середньому близький до 8 Мпк. Одним з найбільших є скупчення в сузір'ї Волосся Вероніки (рис. 22.13), що розташоване на відстані близько 92 Мпк від нас і займає на небі ділянку діаметром майже 12° . У ньому налічують близько 10 000 галактик. Як і для інших багатих скупчень, основна його складова — еліптичні і лінзоподібні галактики. Частка спіральних і неправильних систем тут становить лише 15%.

У скупченнях з меншою кількістю членів розподіл галактик за типом більш рівномірний. Наприклад, у скупченні галактик у сузір'ї Геркулеса (відстань 215 Мпк) з двохсот найяскравіших членів більше ста — це спіральні галактики, близько сорока — еліптичні, і решта — неправильні галактики.

Відстань до найближчого скупчення галактик у сузір'ї Діви становить 16 Мпк. Два наймасивніших члени цього скупчення — велетенські еліптичні галактики М 84 і М 86.



Рис. 22.13. Багате скупчення галактик у сузір'ї Волосся Вероніки

В окремому скупченні галактики рухаються по своїх орбітах навколо спільного центра мас, при цьому вони зближуються, а іноді навіть зіштовхуються. Такі галактики носять назву *взаємодіючих*. Найбільшої імовірності цей процес набуває у багатих скупченнях. Взаємодіючі галактики можуть зливатися в єдину, більш масивну зоряну систему. Не виключене також, що сильне гравітаційне збурення у взаємодіючих галактиках може привести до викиду частини зір обох галактик і частини їх газових хмар в міжгалактичний простір скупчення (див. рис. 22.14). Цей механізм може пояснити наявність гарячого газу у міжгалактичному просторі для багатьох скупчень. Оцінки показують, що повна маса міжгалактичного газу в багатому скупченні є сумірною із повною масою усіх наявних у ньому галактик.

Менш руйнівна взаємодія (наприклад, зближення двох галактик на невелику порівняно з їх розмірами відстань) може мати значний вплив на процес зореутворення в їх зовнішніх частинах, як це видно, наприклад, у випадку галактики NGC 1512 (рис. 22.15).

Взаємодію галактик виявлено і в Місцевій групі. Наприклад, є підтвердження тому, що між нашою Галактикою та її супутниками — Великою і Малою Магеллановими Хмарами — існує потік газової речовини, яка під час зближення була втрачена супутниками.

В надскупченнях, як правило, налічують десятки окремих галактичних скупчень. Вони мають типовий розмір 50 Мпк.



Рис. 22.14. Взаємодіючі галактики (NGC 4676), поєднані спільною газОВО-зоряною перемичкою; значна частина маси цих двох зоряних систем викинута припливною гравітаційною силою в міжгалактичне середовище у формі довгих променів, де під впливом гравітаційного збурення активно відбувається процес зореутворення, про що й свідчить їх блакитний колір

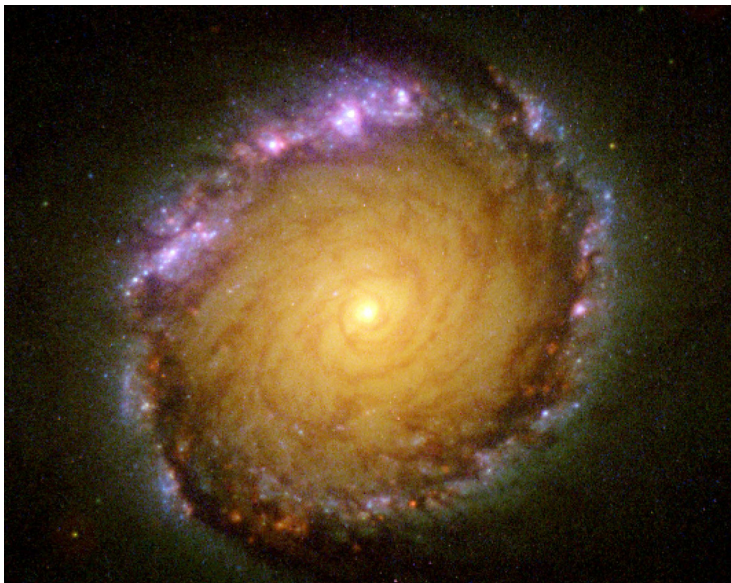


Рис. 22.15. Галактика NGC 1512 з активним зореутворенням на зовнішній межі диска

Дотепер детально вивчено лише невелику частину об'єму доступного для спостережень Всесвіту. Однак з цього зроблено надзвичайно важливий висновок: розподіл галактик у Всесвіті має *комірчасту структуру*. Просторове розташування галактик утворює стінки комірок, які розділені між собою велетенськими порожнинами («кавернами» або *войдами*), на-

гадуючи швейцарський сир (рис. 22.16). Це відкриття було зроблене на початку 80-х років минулого століття. Було встановлено, однак, що войди мають приблизно сферичну форму з діаметром від 40 Мпк до 150 Мпк і що вони не зовсім вільні від речовини: в них трапляються поодинокі галактики і газові хмари.

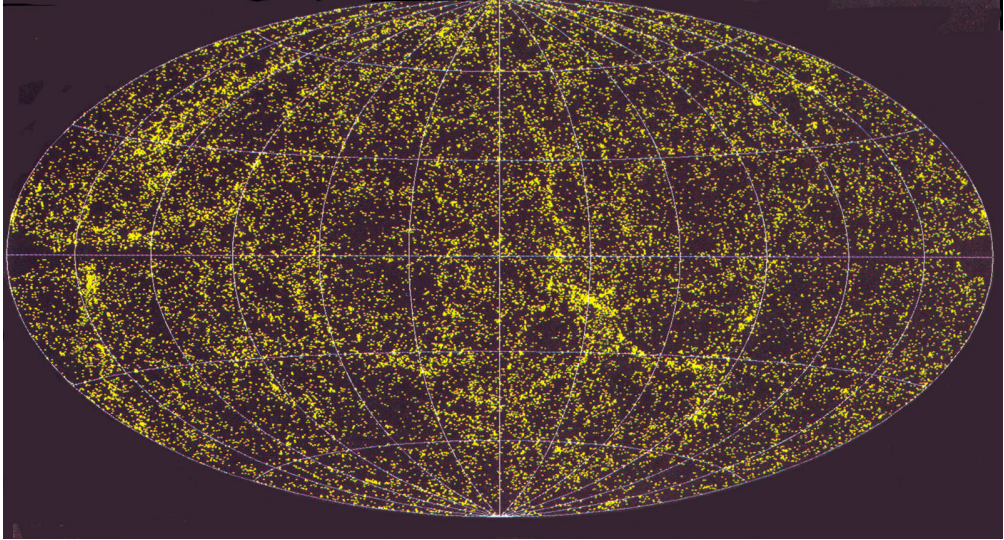


Рис. 22.16. Комірчастий розподіл галактик у просторі

Як виявила група естонських учених під керівництвом Я. Ейнасто, для всіх тоді вивчених скупчень кінетична енергія галактик більш ніж у три рази перевищує енергію їхньої гравітаційної взаємодії. Складалася думка, ніби галактики у скупченні гравітаційно незв'язані в єдину систему. Проте, якби це відповідало дійсності, то галактичні скупчення розвалювалися б приблизно за 1 млрд років. Цю ситуацію було названо *віріальним парадоксом* (за так званою *теоремою про віріал*: сума подвоєної кінетичної енергії і потенціальної енергії системи дорівнює нулю).

Те, що скупчення існують, свідчить про наявність у навколишньому світі прихованої речовини (темної матерії), яка, зокрема, концентрується у скупченнях галактик і утримує їх як єдине ціле упродовж принаймні 10 млрд років. Як вже було сказано, можливо, що галактики оточені невидимими протяжними оболонками — коронами зі слабких карликових зір, або (і) занурені у велетенські нейтринні хмари чи хмари з невідомих поки що масивних частинок.

Частина VIII

**ЕЛЕМЕНТИ
КОСМОГОНІЇ ТА
КОСМОЛОГІЇ**

В астрономії два підрозділи вивчають еволюційні процеси, що відбуваються у Всесвіті: космологія і космогонія. Космологія розглядає виникнення та еволюцію Всесвіту в цілому, космогонія — походження та розвиток його складових. Об'єктами вивчення космогонії є зоряні системи різного рівня ієрархії (галактики, зоряні скупчення і асоціації, кратні зоряні та субзоряні системи) та компоненти, що входять до їх складу: перш за все це газопилкове космічне середовище, зорі, субзорі та планети.

Розділ 23

ЕЛЕМЕНТИ КОСМОГОНІЇ

23.1. Формування галактик

У процесі побудови космологічних моделей Всесвіту приймають, що речовина в ньому розподілена однорідно та ізотропно. Насправді ж у наш час значна частина речовини сконцентрована у галактиках, їх групах та скупченнях. Виникають питання: які причини призводять до фрагментації однорідно розподіленої речовини у Всесвіті і чому найістотніші властивості галактик — їхні форма, розміри та маси — саме такі, якими ми їх спостерігаємо?

Досі немає єдиної думки про те, з чого почалося формування спостережуваних структур: чи йшов процес «зверху вниз» — спочатку надскупчення, потім скупчення, окремі галактики і зорі, чи навпаки, — «знизу вверху», тобто з виникнення окремих тіл (зір) та подальшого об'єднання їх у системи вищих порядків.

Найпопулярнішою є *конденсаційна гіпотеза*, за якою галактики формуються внаслідок стискання (конденсації) окремих фрагментів гігантських газових хмар. Саме ж питання про фрагментацію однорідно розподіленої речовини розглянув Джеймс Джинс. Як виявилось, якщо в однорідному середовищі з якихось причин виникає згущення — неоднорідність з характерним розміром λ , то воно може або продовжувати ущільнюватися під дією власного тяжіння, або розсмоктуватися завдяки додатковому внутрішньому газовому тиску в межах неоднорідності. Це залежить від того, буде розмір згущення більшим чи меншим від деякого критичного λ_J .

Критичний розмір — так звану *джинсівську довжину хвилі* λ_J — неважко обчислити, якщо прирівняти газовий тиск у згустку $P_g = \frac{kT}{\mu m_H} \rho$ до тиску сили тяжіння $P_G \approx GM^2 / \lambda_J^4 \approx G\rho^2 \lambda_J^2$. З цієї умови дістаємо:

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{kT}{\mu m_H G \rho}}, \quad (23.1)$$

де μ — середня відносна молекулярна маса речовини, m_H — маса атома Гідрогену, k — стала Больцмана.

Унаслідок нестійкості Джинса утворюються згущення з типовим об'ємом $\approx \lambda_J^3$ і масою $M \approx \lambda_J^3 \rho$, так що

$$M \approx 1,5 \cdot 10^{-9} M_{\odot} \sqrt{\frac{T^3}{\rho}}. \quad (23.2)$$

Цей вираз записаний для $\mu \approx 0,6$ (хімічний склад такий, як у Сонця).

Згущення такої маси можуть формуватися лише за певних співвідношень між T і ρ . Наприклад, якщо припустити, що густина догалактичної речовини становила $\rho \approx 10^{-20} - 10^{-21}$ кг/м³, то згущення масою $M = 10^{12} M_{\odot}$ (що дорівнює масі досить великої галактики) може утворюватися лише у випадку, коли температура $T \approx 10^7$ К. За меншої температури можуть ущільнюватися згущення з меншою масою.

Густина речовини Всесвіту сягала значення $\rho \approx 10^{-21}$ кг/м³, коли його вік дорівнював приблизно 10^{15} с $\approx 3 \cdot 10^7$ років. Проте в цей момент часу температура була не 10^7 К, а всього близько 10^3 К. Отже, якщо згущення — протогалактики — утворюються в той момент часу, то найбільша їхня маса не має перевищувати $10^6 M_{\odot}$, що значно менше за масу Галактики та схожих зоряних систем. Тому для погодження теорії формування галактик з теорією Всесвіту, що розширюється, вважають, що в момент $t \approx 3 \cdot 10^7$ років тут відбувалися процеси, які сприяли нагріванню речовини до кількох мільйонів кельвінів. Важливу роль, напевне, відігравали ударні хвилі, які виникали скрізь, де швидкість стиску речовини в якомусь напрямку виявлялася більшою, ніж у двох інших взаємно перпендикулярних напрямках. Питання це нині інтенсивно з'ясовують.

За одним з імовірних сценаріїв у протоскупченнях з масою $10^6 M_{\odot}$ виникли перші масивні зорі з первісним гідрогено-гелієвим хімічним складом, подальша еволюція яких включала стадію наднової. Вибухи перших наднових зір були спроможні нагріти реліктовий газ до температури 10^7 К, що викликало процес його *реіонізації* (тобто повторної іонізації). Такі фізичні умови також могли сприяти появі перших протогалактик.

23.2. Ранні стадії еволюції зір

За сучасними уявленнями зорі утворюються внаслідок гравітаційного стискання гігантських, порівняно густих (концентрація атомів $10^9\text{--}10^{12}\text{ м}^{-3}$) та холодних (температура близько $10\text{--}30\text{ К}$) хмар газопилової матерії. Якщо з якихось зовнішніх причин хмара почне стискування, то такий процес може стати незворотним, і зростаюча сила власного тяжіння хмари, не зустрічаючи істотної протидії, стискає її до все більшої густини.

Як показують дослідження, наявні у міжзоряному середовищі газопилові комплекси, маси яких сягають $10^3\text{--}10^6 M_{\odot}$, розміри $10\text{--}100\text{ пк}$, а температури кількох десятків градусів за шкалою Кельвіна, є гравітаційно нестійкими, вони мають стискатися. При цьому частина гравітаційної енергії стискання йде на нагрівання речовини, температура якої може зрости настільки, що газовий тиск внутрішніх шарів перешкоджатиме подальшому гравітаційному стисканню. Але молекулярна складова газу (наприклад, такі молекули, як CO) і пилинки швидко трансформують цю енергію в інфрачервоне випромінювання, яке досить вільно залишає газопиловий комплекс і виносить певну частину енергії за його межі. Завдяки такому механізму охолодження температура речовини, що стискається, практично не змінюється, тоді як її густина поступово зростає. Відповідно до критерію гравітаційної нестійкості Джинса (23.2) зі зростанням густини первісна газопилова хмара має ділитися на окремі, менш масивні фрагменти, кожний з яких, згідно зі зміною фізичних умов, дробиться далі доти, доки зростання густини у центральних частинах колапсуючих фрагментів і пов'язане з ним зростання непрозорості газу, не спричинить відповідне зростання температури, а, отже, і значення критичної маси. На цьому етапі подальша фрагментація припиняється, а фрагменти, які залишилися на той час, стискаючись, перетворюються в *протозорі* — зародки майбутніх зір. Це так званий процес каскадної фрагментації.

У великих хмарах народжуються сотні протозір. Такі системи, об'єднані спільним походженням, утворюють зоряні скупчення й асоціації. Приклад галактичного газопилового комплексу, в якому відбувається процес зореутворення, показаний на рис. 23.1.

Протозорі є потужними джерелами інфрачервоного випромінювання. Спостереження показують, що такі джерела справді є в міжзоряних газопилових комплексах. Це об'єкти *Хербіга–Аро*, названі так на честь астрономів-першовідкривачів, а також зорі типу Т Тельця та Ae/Be Хербіга.

За останні десятиліття уявлення про зміну фізичних параметрів протозір, а, отже, і про їхні *еволюційні треки* на діаграмі «ефективна температура–світність», радикально переглянуто. За цей же час істотно удосконалено методи обчислень змін із часом радіуса, поверхневої температури і світності протозорі та її внутрішньої структури.

Наприклад, у 50-х роках ХХ століття вважали, що еволюційний трек, який описує протозоря на діаграмі «ефективна температура–світність», починається в далекому правому нижньому куті цієї діаграми (низькі світності і низькі температури), а потім світність і температура протозорі повільно і безперервно зростають аж до виходу її на головну послідовність. При цьому вважали, що під час гравітаційного стискання зорі енергія в ній від надр до поверхні переноситься лише випромінюванням.

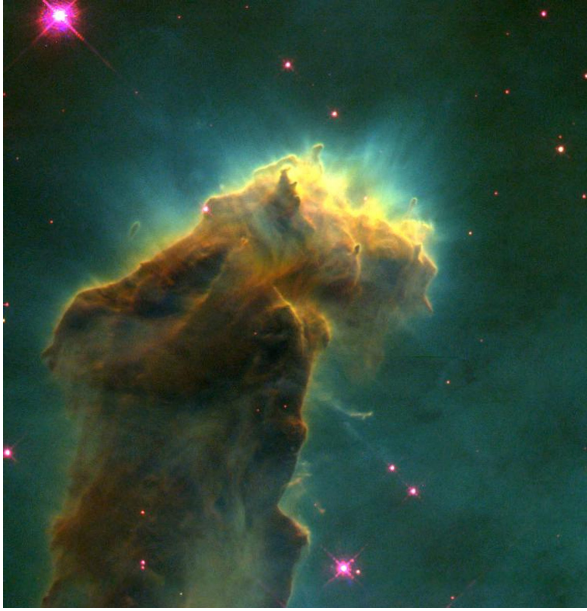


Рис. 23.1. Газопиловий комплекс з активним зореутворенням М 16

У 1961 р. Ч. Хаяші виявив, що протозоря стискається як єдине ціле, а енергія в ній переноситься конвекцією. Світність протозір зумовлена енерговиділенням в їх центральних частинах, які перебувають у стані безперервного стискання. Еволюційні треки починаються у низькотемпературній частині діаграми «ефективна температура–світність». З часом поверхнева температура протозорі зростає, а її світність дещо зменшується. Це відбувається за рахунок поступового зменшення радіуса, яке згодом припиняється, а спадання світності змінюється її зростанням аж до виходу протозорі на головну послідовність (див. рис. 23.2).

Важливим є той факт, що, як тільки в центральній зоні спочатку однорідної газової кулі утворюється протозоряне ядро зі значно вищою густиною, то прискорення вільного падіння біля нього збільшується, і відповідно зростає швидкість падіння внутрішніх шарів протозорі на її ядро. Тому ядро постійно стискається, а його маса безперервно зростає, відповідно збільшується і температура в центрі. Чим ближче до центра протозорі, тим вища температура та густина газу. Через деякий час після початку формування

протозорі температура її ядра вже досягає значення понад 10^6 К. Цього вже достатньо для «вмикання» інших джерел виділення енергії, які підтримують високу температуру та внутрішній тиск в ядрі. Так розпочинаються термоядерні реакції за участю ядер Гідрогену і Дейтерію. Випромінювання, яке надходить від гарячих внутрішніх шарів, поглинає речовина оболонки, що продовжує падати на вже сформований зародок протозорі. І лише після того як основна частина маси оболонки впаде на ядро, а її залишок стає достатньо прозорим для випромінювання, можна помітити світло самої молоді зорі.

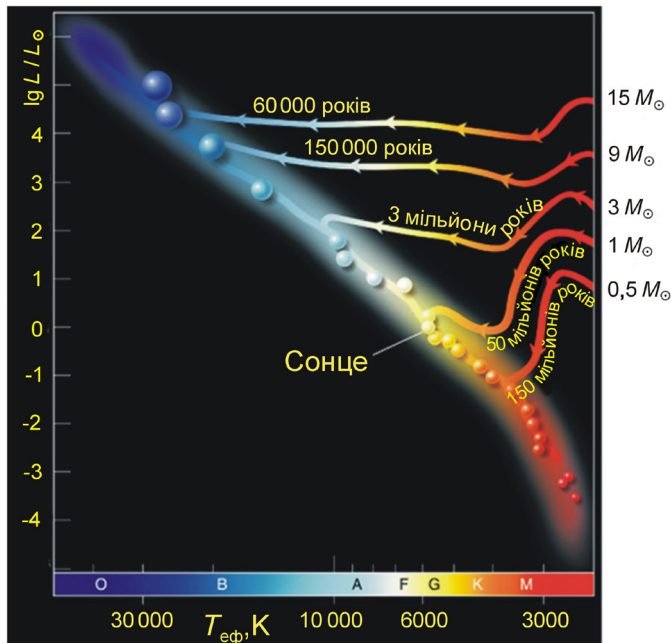


Рис. 23.2. Еволюційні треки протозір різних мас

Ядро стискається доти, доки температура в ньому не досягне значення, достатнього для реакцій синтезу ядер Гелію з чотирьох протонів (вище $3,2 \cdot 10^6$ К). Сила тяжіння у кожній точці зорі врівноважується відповідно градієнтом тиску, і зоря, відповідно до її маси, займає певне місце на головній послідовності діаграми «ефективна температура–світність». Отже, головна послідовність — це геометричне місце точок на діаграмі Герцшпрунга–Расселла, що відображають положення зір, у надрах яких з протонів синтезуються ядра Гелію.

Обчислення показують, що стискання протосонця тривало близько 50 млн років. Для інших протозір цей час тим менший, чим більша їхня маса. Протозоря з масою $15M_{\odot}$ еволюціонує до головної послідовності за близько 60 000 років, а з $M = 0,5M_{\odot}$ — близько 150 млн років.

Залишається ще нез'ясованим, наскільки правильним є вибір математичних співвідношень, які описують перенесення енергії з надр протозорі конвекцією; як впливає на її еволюцію обертання навколо осі, а також магнітне поле, що пронизує первинну газову хмару.

Швидке обертання протозорі, очевидно, порушує сферичну симетрію. Обчислення, які все ще доводиться проводити з певними спрощеннями, дають змогу зробити висновок, що у разі збереження моменту імпульсу фрагмент хмари, який від початку мав помітний обертальний рух, з часом сплющується. Під час подальшої еволюції фрагмента він перетворюється в кільце, в якому через кілька десятків тисяч років починає формуватися кратна зоряна система. Якщо швидкість обертання протозорі виявляється незначною, з неї згодом утвориться поодинокі зоря. У проміжному варіанті кільце навколо протозорі трансформується в диск, в якому через кілька млн років виникають умови для формування планет або субзір. Ущільнення, що формується в центральній зоні протозорі, може позбутися свого моменту імпульсу шляхом його передачі периферійним частинам хмари завдяки магнітним полям, які її пронизують, а також турбулентним рухам (наявність в'язкого тертя).

23.3. Відхід зорі від головної послідовності

Перебування зорі на головній послідовності триває доти, доки в її надрах не вичерпається протонне ядерне паливо. Точніше, як це визначили у 1942 р. М. Шенберг і С. Чандрасекар, поки в центрі зорі не утвориться гелієве ядро з масою 10–20% маси Сонця. Час, за який зоря досягає еволюційної межі Шенберга–Чандрасекара (тобто час перебування на головній послідовності), оцінюють за формулою:

$$t_{\text{ГП}} \propto \frac{M}{L} \approx 10^{10} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{2,5} \text{ років.} \quad (23.3)$$

Тут враховано, що світність зорі відповідно до співвідношення (14.13) $L \propto M^{3,5}$, і що запаси термоядерної енергії пропорційні повній масі зорі. Як видно з цього співвідношення, зоря спектрального класу В0, що має масу близько $M = 16M_{\odot}$, перебуває на головній послідовності менше 10 млн років, зоря типу Сонця за $M = 1M_{\odot}$ — протягом 10 млрд років, а червоний карлик з масою $M = 0,4M_{\odot}$ — близько 100 млрд років.

З поступовим зменшенням вмісту іонізованого Гідрогену в ядрі зорі коефіцієнт непрозорості речовини ядра теж зменшується, а середня відносна молекулярна маса збільшується. Це призводить до безперервної перебудови зорі і, починаючи з певного моменту, така перебудова супроводжується стисканням ядра. Зоря на діаграмі Герцшпрунга–Расселла переміщується

праворуч від головної послідовності у напрямку пізніших спектральних класів, як це показано на рис. 23.3. Загальна картина подальшої еволюції зорі після головної послідовності — найбільш тривалої стадії її існування — істотно залежить від величини її маси і початкового хімічного складу.

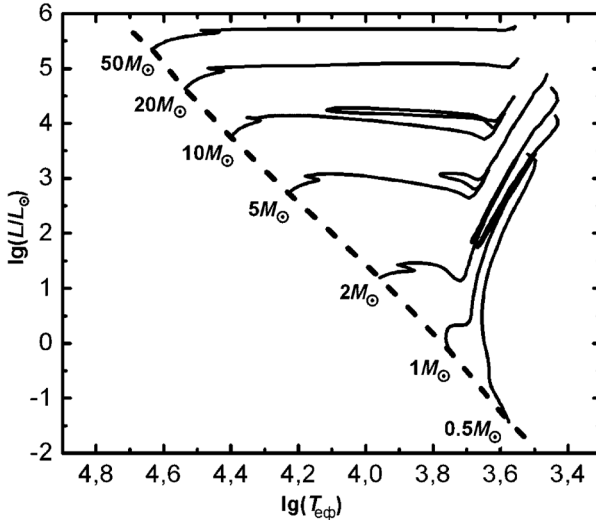


Рис. 23.3. Еволюційні треки зір різних мас; штрихова лінія вказує положення головної послідовності

Частина потенціальної енергії ядра, яке перебуває у фазі гравітаційного стиснення, переходить у теплоту, то ж температура в ядрі зростає. Вона також зростає і у шарі, який безпосередньо оточує зоряне ядро. У разі досягнення критичного значення температури вже тут починається перебіг реакцій синтезу ядер Гелію з протонів. Оскільки протони у згаданому шарі поступово переробляються у α -частинки, то маса гелієвого ядра зорі безперервно зростає. Це призводить до локального збільшення сили тяжіння, подальшого стиснення ядра та додаткового зростання температури в ньому. Тривалість описаного вище процесу надзвичайно коротка — всього близько 1% від тривалості попередньої еволюційної стадії головної послідовності. Енергія, що виділяється в надрах зорі за такий достатньо короткий час, не встигає ефективно відводитись назовні за рахунок випромінювання фотонів, тому виникають окремі конвективні елементи, і надто швидко вирішальним механізмом перенесення енергії стає конвекція. Оболонка зорі розширюється до розмірів $10\text{--}100 R_{\odot}$, тобто набагато більших за початковий радіус зорі. Під час розширення оболонки світність досить масивної зорі залишається майже незмінною, а поверхнева температура згідно з рівнянням (14.9) знижується до $3000\text{--}4000\text{K}$ (для гігантів, як видно з діаграми Герцшпрунга–Расселла, світність зростає зі зниженням температури). Так внаслідок змін, що відбуваються після вичерпання запа-

сів протонного «палива» у зоряному ядрі, зоря стає червоним гігантом або надгігантом. Зоря, яка має хімічний склад подібний до сонячного, перебуває у стадії гіганта впродовж часу, що становить приблизно 10% від часу її перебування на головній послідовності.

Увесь еволюційний шлях зорі істотно залежить від її маси. Маса є основною характеристикою, що визначає характер, тривалість і послідовність змін, які відбуваються з зорею від моменту народження до кінцевої стадії її еволюції. Тому доцільно розглянути далі це питання детальніше.

23.4. Особливості еволюції субзір і зір малих мас. Утворення білих карликів і планетарних туманностей

Субзорі з масою меншою $0,08 M_{\odot}$. Температура у центрі протозорі з такою малою масою ніколи не досягає значення $3,2 \cdot 10^6$ К, достатнього для «вмикання» повного протон–протонного циклу термоядерного джерела енергії. Об'єкти з такою масою отримали назву субзорі, або коричневі карлики.

На ранніх стадіях еволюції в їх надрах можуть перебігати термоядерні реакції за участю протонів (за маси $M \geq 0,07 M_{\odot}$), ядер Літію (за $M \geq 0,06 M_{\odot}$), або Дейтерію (за $M \geq 0,012 M_{\odot}$). Енерговиділення в таких реакціях може протидіяти гравітаційному стисканню. Але в подальшому субзоря не в змозі протистояти силі самогравітації, вона зазнає поступового стискання, втрачаючи за рахунок випромінювання внутрішню теплову енергію. Субзорі — слабосвітні об'єкти відносно невеликого радіуса з температурою поверхні менше від 2800 К.

Зорі з масою в інтервалі $0,08 M_{\odot} < M < 0,5 M_{\odot}$. Після формування такої зорі температура в її надрах може досягти значення $3,2 \cdot 10^6 - 10^7$ К. Цього вже достатньо для перебігу термоядерних реакцій повного протон–протонного циклу. Такі зорі є майже повністю конвективними (як вважається, для зір із масою менше $0,26 M_{\odot}$ конвекцією охоплений увесь об'єм зорі); вони не проходять стадію гіганта, а після вичерпування запасів протонного термоядерного палива перетворюються на гелієві білі карлики. Проте час перебування зір з такими масами на головній послідовності перевищує вік спостережуваного Всесвіту, тому із поодиноких зір гелієві білі карлики утворитися не встигають. Проте утворившись, білий карлик, втрачаючи запаси внутрішньої енергії разом із випромінюванням, поступово охолоне і фактично перетвориться на чорний карлик.

Зорі з масою $0,5 M_{\odot} < M < 2,5 M_{\odot}$. Центральна температура в них досягає $10^7 - 2 \cdot 10^7$ К, що забезпечує перебіг реакцій протон–протонного циклу. З наближенням маси зір до сонячного значення в центральних областях утворюються умови і для перебігу карбоно–нітрогенового (CNO) циклу.

Наприклад, на Сонці 2% енергії виділяється за рахунок саме CNO-циклу, а за більших мас зір його внесок зростає. Цей факт впливає і на перенесення енергії в надрах зір головної послідовності. В центральних областях зір з масою $M \leq 1,5M_{\odot}$ перенесення енергії відбувається за рахунок променеистої теплопровідності, яку у верхніх шарах замінює конвекція. У зір з $M > 1,5M_{\odot}$ зростання ролі CNO-циклу веде до того, що в їх ядрах розвивається конвекція, а в зовнішній оболонці перенесення енергії здійснюється променеистою теплопровідністю завдяки низькій непрозорості зоряної речовини (через високу температуру та майже повну іонізацію).

Коли протонів в зоні термоядерних реакцій стає замало, зоряне ядро, що на цей час вже складається переважно з α -частинок, під дією сили тяжіння стискається (на стадії зорі-гіганта) і розігрівається до температури, вищої за 10^8 К. За таких умов вже ядра Гелію починають об'єднуватися в ядра Карбону у потрібному α -процесі (реакція 15.17а) та частково об'єднуються з цими ж ядрами Карбону, що веде до появи ядер Оксигену. Внаслідок значного зростання густини газу в надрах зір з масою, меншою за $2,5M_{\odot}$, реакції за участю ядер Гелію розпочинаються, коли електрони перебувають у виродженому стані, тому цей процес відбувається не в спокійному режимі, а в формі «гелієвого спалаху». Зоря на цей час має протяжну оболонку, виявляючи себе як червоний надгігант.

Поки в надрах зорі відбувається синтез ядер Карбону, синтез α -частинок з протонів відбувається вже в протяжному шарі, що оточує її ядро. З вичерпуванням ядер Гелію в зоряних надрах, зона термоядерного «горіння» переміщується все далі від центра зорі, де ще є ядра Гелію і де температура достатньо висока. На цьому етапі зоря починає втрачати свою розширену оболонку, котра під тиском випромінювання, яке йде з гарячих глибоких шарів зорі, поступово розсіюється у міжзоряному просторі. Замість червоного гіганта залишається його ядро — надто гарячий і щільний білий карлик, що складається переважно з повністю іонізованих Карбону, Оксигену та Гелію (у більш масивних зір ядро складається переважно з ядер С і О, у менш масивних — з ядер He). Сферична ж оболонка, яка оточувала зорю, розширюється зі швидкістю кілька десятків кілометрів за секунду, завдяки чому набуває з часом розмірів у тисячі або навіть сотні тисяч астрономічних одиниць. Такі утворення історично отримали назву планетарних туманностей. Ядерні реакції в білому карлику припиняються. Він поступово охолоджується, випромінюючи в міжзоряний простір запаси своєї теплової енергії. Через кілька мільярдів років такий зоряний залишок охолоджується настільки, що стає темним, несвітним об'єктом. Оболонка на той час вже повністю розсіюється в міжзоряному просторі. Таким, зокрема, СО-білим карликом, орієнтовно через 5–6 мільярдів років, стане наше Сонце на завершальній стадії своєї еволюції.

23.5. Еволюція масивних зір. Наднові зорі. Утворення нейтронних зір та чорних дір

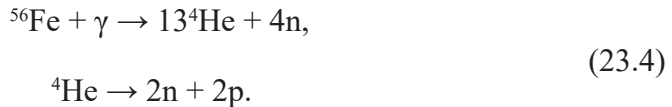
Зорі з масою в інтервалі $2,5M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$. Такі зорі вважають масивними. Одразу ж після формування зорі такої маси, температура в її центрі зростає до $2 \cdot 10^7$ К і вище, що забезпечує перебіг CNO-циклу термоядерного «горіння» ядер Гідрогену; він і є основним джерелом енергії в усіх зорях, маса яких перевищує півтори сонячні маси. Упродовж кількох десятків мільйонів років запаси гідрогенового «палива» в зоні термоядерних реакцій вичерпуються. Практично всі ядра Гідрогену вже перероблені на α -частинки, але для подальших реакцій за участю останніх температура ще недостатня. Тому зоряне ядро стискається, суттєво розігріваючись. У вироджений стан (йдеться про електронну складову) воно не переходить. У нагрітих до високої температури шарах, які оточують зоряне ядро, починаються реакції перетворення ядер Гідрогену у α -частинки. Надлишкова енергія, що надходить до оболонки зорі, спричиняє істотне збільшення її радіуса та охолодження поверхні. Зоря швидко перетворюється на червоного надгіганта.

Зростання температури в ядрі, яке безперервно стискається, до 10^8 К врешті-решт призводить до перебігу реакцій за участю ядер Гелію. Тут вже стискання ядра зорі припиняється і навіть змінюється на деяке збільшення його розмірів. Оболонка зорі відгукується на цей процес зменшенням радіуса і зростанням поверхневої температури. Отже, на діаграмі Герцшпрунга–Расселла зоря відносно гілки червоних надгігантів зміщується ліворуч. З вичерпуванням ядер Гелію у зоряних надрах та збільшенням концентрації синтезованих ядер Карбону — продукту потрійної α -реакції, зона «горіння» переміщується далі від центра зорі до поверхні. Після того як запаси ядер Гелію в зоряних надрах остаточно вичерпуються, зоря, позбавлена термоядерного джерела енергії, втрачає стійкість і знову починає стискатися, що супроводжується повторним формуванням усередині зорі протяжної конвективної зони. Зоря знову пересувається вправо у зону червоних надгігантів, описуючи тим самим на діаграмі Герцшпрунга–Расселла петлю (див. рис. 23.3). Таке петлеподібне переміщення властиве для зір з масою $3-10M_{\odot}$. У моменти перебудови структури оболонки зоря стає динамічно нестійкою. В її оболонці збуджуються і підтримуються пульсації, тобто зоря стає пульсуючою змінною. Це узгоджується зі спостережуваним положенням змінних пульсуючих зір, — наприклад, цефеїд — на діаграмі Герцшпрунга–Расселла (рис. 18.6).

Подальша еволюція масивної зорі залежить від багатьох чинників, зокрема, від її маси і темпу втрати маси з поверхні. Якщо зоря, скидаючи оболонку, втратить більшу частину своєї маси, то останню можна спостерігати як планетарну туманність з карбоно-оксигено-магнієвим білим карликом у центрі.

Зорі з масою $M > 8M_{\odot}$. Їх еволюція схожа з еволюцією менш масивних зір аж до стадії перетворення ядер Карбону в глибоких надрах зорі. Як і в попередньому випадку, тут зоряне ядро оточене шаром, в якому α -частинки реагують з утворенням ядер Карбону, а ще вище — з протонів утворюються ядра Гелію. З вичерпуванням ядер Карбону ядро зорі стискається і розігрівається, в ньому розпочинаються термоядерні реакції за участю ядер Оксигену, Неону (наприклад, реакції $^{15}\text{O} + \text{p} \rightarrow ^{12}\text{C} + \text{He}$), а коли температура у центральній частині зоряного ядра досягне мільярда кельвінів, — реакції за участю ядер Магнію, Силіцію і Сульфурі. Термоядерне ж «горіння» ядер Оксигену, Неону і Карбону зміщується далі від центра, в ті шари, де є необхідна кількість цього «пального». Зона термоядерних реакцій за участю ядер Гелію та Гідрогену також зміщується далі від центра і ближче до зоряної поверхні. Структура зорі нагадує цибулину, де кожний шар виробляє енергію за рахунок певних термоядерних реакцій — чим ближче до центра зорі, тим ймовірнішими є реакції між ядрами з більшим електричним зарядом. Перебіг реакцій між ядрами Гелію, Оксигену, Неону, Магнію, Силіцію і Сульфурі врешті-решт веде до синтезу ядер Феруму, а також ядер хімічних елементів, близьких до Феруму (від Скандію до Ніколу).

Як знаємо, самі ядра Феруму участі в термоядерних реакціях не беруть, з їх накопиченням в зоряному ядрі останнє втрачає стабільність і починає стискатися. Коли температура перевищить 10^9 К, високоенергійні γ -кванти, що народжуються в такій гарячій плазмі, зіштовхуючись із ядрами Феруму, руйнують їх. Цей процес називають фотодисоціацією і схематично він виглядає так:



Ці реакції йдуть з поглинанням значної кількості енергії. Вільні протони взаємодіють з електронами в плазмі зоряних надр з утворенням нейтронів і нейтрино. Як наслідок перебігу реакцій (23.4), в плазмі виникає велика кількість вільних нейтронів. Відбувається так звана *нейтронізація* зоряного газу. Нейтрино, які народжуються під час процесу нейтронізації, виносять енергію поза межі зоряного ядра, чим істотно охолоджують його. За температур, більших від $3 \cdot 10^8$ К, значна кількість нейтрино й антинейтрино утворюється також внаслідок розсіювання гамма-квантів на вільних електронах e^- (за схемою $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$), а також — під час вільних переходів електронів у полі атомних ядер Z ($Z + e^- \rightarrow Z + e^- + \nu + \bar{\nu}$) і т. д.

Нейтринне охолодження веде до прогресуючої втрати стійкості ядра зорі. Зовнішні шари зорі буквально завалюються на її ядро, що втратило гравітаційну рівновагу. За частки секунди ядро стискається до відносно малих розмірів (його радіус тепер становить усього близько 10 км, маса

ж, що міститься в такому невеликому об'ємі, перевищує масу Сонця). Це катастрофічне стискання ядра має назву *гравітаційний колапс*. Густина зоряного ядра, яке на момент колапсу майже повністю складається із виродженого нейтронного газу, сягає 10^{15} кг/м³ (а після закінчення формування нейтронної зорі густина сягає 10^{17} – 10^{18} кг/м³). І саме за такої густини тиск у зоряному ядрі здатний протистояти силі гравітації. Колапс ядра миттєво припиняється, а речовина зовнішніх шарів зорі, яка все ще падає на ядро, зіштовхуючись з ним, різко гальмується і сильно розігрівається. Тут починається вибухова термоядерна реакція. В результаті зіткнення газу оболонки з неймовірно твердим нейтронним ядром зорі утворюється потужна ударна хвиля, яка з прискоренням рухається назовні. Саме спільна дія ударної хвилі та термоядерного вибуху призводить до скидання зоряної оболонки у міжзоряний простір зі швидкістю 5000–10 000 км/с. На місці колишньої масивної зорі залишається надзвичайно компактна нейтронна зоря і оболонка, яка розлітається у міжзоряний простір. Описане явище є спалахом наднової II типу.

Якщо маса ядра зорі наприкінці її життя перевищує 2 – $3M_{\odot}$ (границя Оппенгеймера–Волкова), його колапс не буде зупинений тиском виродженого нейтронного газу. І тоді в результаті падіння речовини ядра за межу сфери з радіусом, що дорівнює гравітаційному, утворюється чорна діра.

Сьогодні вважають, що кінцевий етап еволюції масивних зір — це наднові типів SN II і SN Ib/c. Хоча сам спалах наднової явище короткочасне, у цей момент перебігають надзвичайно важливі реакції синтезу важких хімічних елементів, без чого природа була б сильно збіднена. Зокрема, йдеться про синтез елементів, важчих за Ферум і Нікол. Вони утворюються внаслідок взаємодій ядер останніх з вільними нейтронами (див. далі).

Ось перелік процесів синтезу елементів, які відбуваються як під час спалахів наднових, так і на більш спокійних етапах еволюції зір помірних і малих мас. Загальноприйняті назви для них такі:

H-процес — перетворення ядер Гідрогену в ядра Гелію у надрах звичайних зір, зокрема в надрах Сонця, за загальною схемою $4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}$.

α -процес — сукупність реакцій синтезу ядер Карбону за схемою $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ і наступних реакцій синтезу ядер Оксигену, Неону, Магнію, Силіцію, Сульфур, Аргону, Кальцію, Титану ($^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O} + ^4\text{He} \rightarrow ^{20}\text{Ne}$ і т. д.), що перебігають у надрах зір з $M \geq 1,5M_{\odot}$ за температури в центрі зорі $T_c \approx 5 \cdot 10^8$ К.

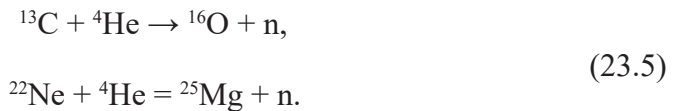
e-процес — утворення ядер елементів близьких до Феруму ($^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{28}\text{Si} + ^4\text{He}$, $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$ і т. д.) у надрах масивних зір за $T_c \geq 3 \cdot 10^9$ К безпосередньо перед спалахом зорі як наднової.

s-процес (від англ. *slow* — повільний) — процес повільного захоплення нейтронів атомними ядрами у надрах зір з $M \geq 1,5M_{\odot}$ на пізньому етапі їхньої еволюції. Потрапляючи в атомне ядро, нейтрон через β -розпад пере-

творюється у протон раніше, ніж це ядро захопить наступний нейтрон. Так поступово зростає атомний номер і атомна маса ядра. У такий спосіб утворюються ядра хімічних елементів важчих, ніж Ферум, аж до Бісмуту (^{209}Bi).

r-процес (від англ. *rapid* — швидкий) — процес швидкого захоплення нейтронів атомними ядрами, який відбувається в надрах наднової безпосередньо до і під час спалаху загалом упродовж часу близько 100 с. У *r*-процесі атомне ядро встигає захопити водночас кілька нейтронів і тільки після цього відбувається β -розпад. Так утворюються елементи з атомною масою A до 250 і навіть вище, у тому числі Уран і Торій.

Перебіг реакцій *s*- і *r*-процесів можливий за умови наявності ядер таких хімічних елементів, як, наприклад, Ферум, Нікол та ін. Вони поступово трансформуються у більш важкі ядра шляхом реакцій з вільними нейтронами. Останні можуть з'являтися внаслідок перебігу, наприклад, таких реакцій:



Якщо концентрація вільних нейтронів достатньо велика, то домінує *r*-процес. За низької концентрації захоплення нейтронів відбувається у формі *s*-процесу.

p-процес — процес захоплення протонів ядрами важких елементів, який відбувається в оболонках наднових. Так виникають протон-збагачені ядра деяких ізотопів, наприклад ^{144}Sm .

v-процес — утворення в оболонці наднової ядер деяких хімічних елементів у результаті взаємодії з речовиною оболонки потоків нейтрино, що виходять з надр колапсуючого ядра зорі.

X-процес — утворення ядер Літію, Берилію і Бору внаслідок процесів *сколювання*, під час яких легка частинка високої енергії зіштовхується з досить важким атомним ядром і вибиває з нього осколок — ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ або ${}^8\text{B}$.

Правильність схеми еволюції масивних зір підтвердили спостереження наднової з Великої Магелланової Хмари, коли, відповідно до раніше проведених розрахунків щодо таких явищ, було зафіксовано короткочасний імпульс нейтринного випромінювання.

Масивні зорі — це важливі постачальники різноманітних хімічних елементів, які в них синтезуються, до міжзоряного середовища. Зазначимо, що, образно кажучи, якраз із «попелу» зір, які давно спалахнули як наднові, добре перемішаного з первісною речовиною Галактики, і сформувалася наша Сонячна система.

23.6. Особливості еволюції тісних подвійних систем

Подвійні, як і складніші зоряні системи (кратні зорі), формуються внаслідок зберігання моменту імпульсу протозоряної хмари. Тому в кожному конкретному випадку вік зір, що утворюють певну систему, має бути однаковим. А якщо це так, то ту чи іншу відмінність між компонентами (розміри, ефективна температура тощо) можна пояснити лише різницею у значеннях їхніх мас.

Водночас спостереження надто часто різко суперечать цій теоретичній схемі. Особливо це стосується тісних подвійних систем. Наприклад, у переважній більшості добре досліджених тісних подвійних систем один із компонентів є субгігантом, тоді як другий — нормальною зорею головної послідовності. При цьому виявляється, що маси субгігантів, як правило, менші від мас зір головної послідовності — компонентів тієї ж системи. А це не узгоджується з описаною вище теорією еволюції поодиноких зір; червоним гігантом швидше має стати та зоря, яка має більшу масу.

Проблему з'ясували, коли виявили, що субгіганти — компоненти тісних подвійних систем — заповнюють свою порожнину Роша (див. підрозділи 6.4 і 17.6), яка в тісних подвійних системах обмежує можливі розміри компонентів. Тому можна стверджувати, що початкові маси червоних субгігантів були більшими. Однак у процесі еволюції такої зорі після «вигорання» основної частини протонного ядерного «палива» в її надрах, ядро стискалося, тоді як оболонка розбухала. При цьому речовина оболонки перетинала поверхню Роша, переходила до зорі-супутника та осідала на його поверхню. У цьому полягає так звана гіпотеза «зміни ролей»: унаслідок обміну масою головним компонентом системи стає зоря, маса якої спочатку була меншою і яка тому ще залишається в еволюції на головній послідовності. Значний надлишок світності субгіганта (приблизно на 3^m), що нібито суперечить його малій масі, пояснюється підвищеним вмістом Гелію у зовнішніх шарах зорі, який виникає внаслідок конвективного перемішування продуктів термоядерного синтезу Гелію із надр з речовиною зоряної атмосфери. Завдяки цьому атмосферні шари стають прозорішими, що й сприяє випромінюванню енергії, яка виділяється в надрах зорі.

Обчислення підтверджують високу ефективність процесу «зміни ролей». Виявляється, що така «зміна ролей» у кожній системі може відбуватися кілька разів. Втративши частину маси, перша зоря з часом, стиснувшись, може за своїми розмірами стати меншою від своєї порожнини Роша, тоді як друга, розширившись, заповнить свою порожнину, і процес обміну масою повториться, але вже у зворотному напрямку. За обчисленнями, такий обмін масою триває усього кілька десятків чи сотень тисяч років.

Ось приклад таких розрахунків: еволюція тісної подвійної системи з масами $M_1 = 5M_{\odot}$ і $M_2 = 4M_{\odot}$ за відстані між компонентами $a = 13,8R_{\odot}$. Спочатку еволюція кожної зорі проходить так само, як і поодинокій, опис

якої було надано вище, і на діаграмі Герцшпрунга–Расселла перша, масивніша зоря раніше зміщується з головної послідовності дещо вгору. Незабаром вона стає надгігантом, заповнює свою порожнину Роша, і речовина починає перетікати до другого компонента, причому усього за $4 \cdot 10^5$ років маса першої зорі зменшиться до $0,94M_{\odot}$. На діаграмі Герцшпрунга–Расселла зоря опускається донизу майже паралельно до головної послідовності, причому її світність зменшується в десять разів. Після цього вона переміщується вгору до початкової світності і швидко пересувається вліво, а потім у нижню частину діаграми у зону білих карликів. Другий компонент навпаки збільшує свою масу і пересувається вгору вздовж головної послідовності.

З обміном масою в тісних подвійних системах пов'язаний феномен спалаху нової зорі і наднової першого типу (SN Ia). Аналіз показав, що спалах виникає в тому випадку, якщо компонентом, що збільшує свою масу за рахунок акреції, є білий карлик. Падаючи на поверхню білого карлика, речовина накопичується, стискається і нагрівається. Якщо маса речовини, захопленої зорею, становитиме приблизно $10^{-3}M_{\odot}$, то температура і густина в поверхневому шарі білого карлика зростуть настільки, що в ньому стануть можливими термоядерні реакції карбоно-нітрогенового циклу. При цьому виділення теплової енергії назовні тут недостатньо швидке. Як наслідок, в оболонці білого карлика розвивається теплова нестійкість і настає вибух, після якого ударна хвиля зриває накопичену під час акреції оболонку. Феномен наднової Ia типу виникає в тому випадку, коли одним із компонентів у тісній подвійній системі є білий карлик з масою, близькою до чандрасекарівської межі.

Ефективність механізму обміну масою («зміни ролей»), очевидно, істотно зменшується зі зростанням маси компонентів у тому розумінні, що тоді значна частина маси перетікає у міжзоряний простір, так що система її взагалі втрачає. Як приклад можна навести те, що в ряді випадків компонентами тісних подвійних (спектрально-подвійних) систем є зорі Вольфа–Райє — об'єкти, маси яких досягають $10M_{\odot}$. Тут швидкості розльоту газової оболонки становлять 1000–1500 км/с з темпом втрати маси 10^{-5} – $10^{-4}M_{\odot}$ за рік. Важливу роль при цьому, очевидно, відіграє висока світність згаданих зір і світловий тиск у їхніх зовнішніх шарах. Особливості еволюції зір Вольфа–Райє остаточно ще не з'ясовані. На сьогодні феномен цих зір також пов'язують зі входженням їх до складу тісних подвійних систем. Обмін масою між компонентами призводить до втрати в одного, чи в обох компонентів зовнішніх гідрогенових шарів. Внаслідок цього оголюються внутрішні шари з більш високою температурою, ніж у фотосферному шарі вихідної зорі, а в хімічному складі переважає Гелій. Такий механізм пояснює той факт, що ефективна температура зір Вольфа–Райє може сягати 100 000 К, в той час як ефективні температури звичайних зір не перевищують 60 000–70 000 К.

23.7. Елементи планетної космогонії

Проблема походження Сонячної системи — одна з найважливіших у сучасному природознавстві. Проте її розв'язано лише в найзагальніших рисах. Адже якщо передбачення теорії еволюції зір значною мірою можна зіставити з результатами спостережень багатьох зір, що перебувають на різних етапах розвитку, то планетна система, яка оточує наше Сонце, є унікальною (тільки в останні десятиліття з'явилась реальна можливість вивчати властивості планетних систем поблизу інших зір). Через потребу врахування багатьох найрізноманітніших чинників, які зіграли свою роль у процесі формування планет (магнітні поля, турбулентність у протопланетній хмарі, ефекти теплової та гравітаційної нестійкості, дисипація газового компонента, неоднорідність обертання протосонця тощо), моделювання цього процесу виявилось вкрай складним завданням.

Теорія, що розглядає походження планетної системи Сонця, перш за все, має пояснити такі властивості і закономірності її будови:

1. Орбіти всіх класичних планет лежать практично в одній площині, яка майже збігається з площиною сонячного екватора.

2. Усі планети обертаються навколо Сонця майже по колових орбітах в одному напрямку, який збігається з напрямком обертання Сонця навколо своєї осі.

3. Напрямок осьового обертання класичних планет (за винятком Венери та Урана) збігається з напрямком їх обертання по навколосонячній орбіті.

4. Середня відстань планет від Сонця (за винятком Нептуна) підкоряється емпіричному правилу Тіціуса–Бода (13.1).

5. Сумарна маса планет у 750 разів менша від маси Сонця, однак на них припадає 98% моменту імпульсу усієї Сонячної системи.

6. Класичні планети діляться на дві групи — планети земної групи і планети-гіганти, які істотно відрізняються між собою за фізичними властивостями та хімічним складом.

7. Деяка частина супутників планет обертається навколо них практично по колових орбітах, які лежать переважно у площині планетного екватора.

За останні 300 років висловлено кілька десятків космогонічних гіпотез, в яких розглядали найрізноманітніші варіанти ранньої історії Сонячної системи.

За гіпотезою французького вченого П'єра Сімона Лапласа, на ранній стадії розвитку Сонце мало форму гігантської розжареної туманності, яка повільно оберталася. Під дією сили тяжіння протосонце стискалося, швидкість його обертання зростала. І як тільки на екваторі сила тяжіння врівноважувалася відцентровою силою, від Сонця відділялося кільце, яке згодом розвалювалося на окремі згустки. З них і формувалися планети. Таке явище, за Лапласом, повторювалося кілька разів. Аналогічно мали б утворитися і супутники планет. Однак наприкінці XIX ст. виявили, що ця гіпотеза не може пояснити перерозподіл моменту імпульсу між Сонцем і планетами. Крім того, кільцеподібні фрагменти гарячого газу швидко розширилися б і розсіялися у просторі.

Велику роль у розробці майже загальноприйнятих тепер поглядів на походження планетної системи зіграли праці російського вченого Отто Юлійовича Шмідта. В основі його теорії лежали два припущення: 1) планети сформувалися з холодної газопилової хмари, 2) її Сонце захопило під час обертання навколо центра Галактики. Друге припущення невдовзі відкинули.

Загальну ж схему розвитку нашої планетної системи тепер можна описати так.

Близько 5 млрд років тому у протяжному фрагменті газової хмари, пронизаному магнітними силовими лініями, за впливом зовнішньої причини утворилося центральне згущення — протосонце, яке почало стискатися. Зовнішня частина хмари з масою, приблизно в десять разів меншою, повільно оберталася навколо нього. Унаслідок зіткнень атомів і молекул, туманність, яка оберталася, поступово сплющувалася і розігрівалася. Так навколо протосонця утворився протяжний газовий диск. Силові лінії його магнітного поля, «намотуючись» у процесі обертання на протосонце, сприяли передачі моменту імпульсу від центра зовнішнім шарам диска. Отже, незважаючи на нехтовно малу масу речовини диска, з якого потім сформувалися планети, він акумулював в собі більшу частину моменту імпульсу (п'ята властивість). Площина самого диска, природно, збігалася з площиною протосонячного екватора, тому орбіти планет виявилися розташованими майже в одній площині (перша властивість).

У процесі формування протосонця і поступового зростання його густини, зростала і його поверхнева температура. Взаємодія протосонячного випромінювання з речовиною диска призвела до встановлення певного розподілу температури в останньому. Природно, що центральна частина диска виявилася значно сильніше нагрітою, ніж його периферійні зони. Результати моделювання температурного розподілу в первинному протопланетному диску показані на рис. 23.4.

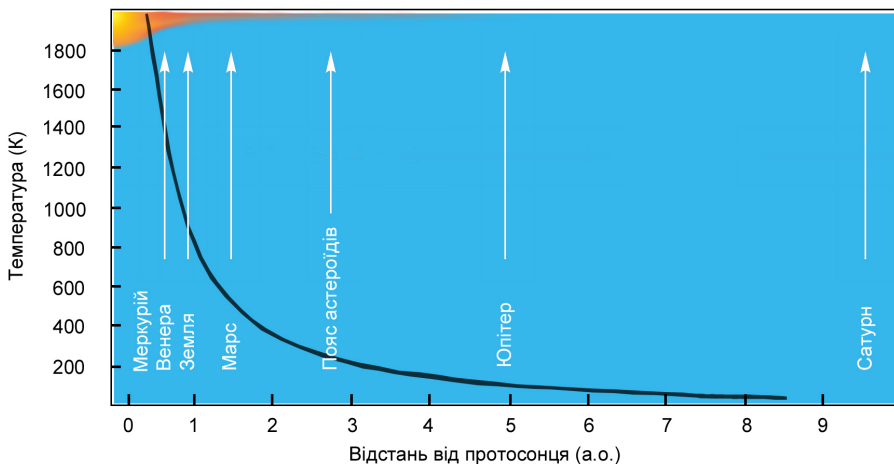


Рис. 23.4. Розподіл температури в протопланетному диску

Наступним етапом еволюції протопланетного газового диска була конденсація в ньому атомів і молекул у пилинки. Там, де температура була вищою (від 400 К до 1600 К), першими об'єднувались атоми тугоплавких елементів — Магнію, Кальцію, Хрому, Феруму, Ніколу, а також їхніх сполук — оксидів, карбідів, силікатів. І навпаки, низька температура (менше 200 К) сприяла формуванню сполук Карбону, Нітрогену, Оксигену та деяких інших елементів із Гідрогеном та їх наступній конденсації в крижані частинки. Цей процес був практично неможливий у безпосередній близькості від протосонця, тому існують суттєві відмінності в хімічному складі планет, які перебувають на близьких до Сонця орбітах, і в планет, віддалених від нього. Справді, ці другі містять значну кількість метану (CH_4), етану (C_2H_6), аміаку (NH_3), води (H_2O) тощо, тоді як у складі планет земної групи домінують такі елементи, як Магній, Силіцій, Ферум. Цим пояснюється шоста властивість Сонячної системи.

За одним з варіантів еволюції протопланетної хмари спочатку в ній відбувся поділ компонентів — газу і пилу. Осідання пилу в центральній площині супроводжувалося зростанням розмірів пилинок до приблизно 1 см. Як тільки густина у цьому пиловому диску досягла критичного значення, у ньому виникла гравітаційна нестійкість. Спочатку утворилися кільця, які швидко розпалися на окремі згустки. За рахунок власного тяжіння ці згущення надалі стискалися, ущільнювалися; більші зростали, а менші руйнувалися. Перетворення сконденсованого пилу в окремі тверді тіла — *планетезималі* (від англ. *planet* — планета, *infinitesimal* — нескінченно мала величина) на відстані в 1 а. о. тривало близько 10 000 років. Земля ж зростала до сучасних розмірів загалом 100 млн років.

Щоб узгодити розрахунки зі спостереженнями, вважають, що частина первинної речовини диска була викинута на далеку периферію Сонячної системи. Значну роль тут відіграв тиск протосонячного випромінювання на газову і пилову складові протопланетного диска. Так сформувалася хмара Оорта кометних тіл (точніше — сферичний шар), яка одержала свою назву на честь нідерландського астронома Яна Оорта — автора цієї частини космогонічної гіпотези.

Напрямок і швидкість обертання планети навколо своєї осі, які зумовлюють другу і третю властивості Сонячної системи, визначаються статистично як сумарний результат об'єднання багатьох планетезималей. Як виявилось, за нахилом осі обертання планети до площини екліптики можна обчислити масу найбільших тіл, що випадали на планету. Зокрема, для нашої планети ці маси не перевищували 0,001 маси Землі. Те, що вісь обертання Урана нахилена до площини його орбіти під кутом 98° , пов'язане із впливом Юпітера і Сатурна. Як тільки маси цих планет зросли до двох-трьох мас Землі, вони своїм притяганням збурювали рух інших планетезималей, надаючи їм великі швидкості, достатні для вильоту за межі Сонячної системи. Випадкове зіткнення цих тіл із протоураном і призвело до згаданої аномалії в його обертанні навколо своєї осі.

Зародки планет-гігантів не лише перешкоджали формуванню окремої планети в зоні астероїдів Головного поясу, а й призвели до значного зменшення маси Урана (а, можливо, й Марса).

Бомбардування первісної Землі згустками речовини протопланетного диска, а також її стискування спричинили поступовий нагрів надр планети. З часом у цьому все більшу роль відігравали процеси радіоактивного розпаду деяких ізотопів. Тому в окремих зонах Землі речовина плавилася і диференціювалася: важчі хімічні елементи та їхні сполуки опускалися донизу, легші підіймалися вгору. Цей початковий етап формування структури Землі тривав близько 1 млрд років.

Після формування планет залишки речовини, які оберталися навколо них, конденсувалися і утворювали біля деяких із них супутникові системи (системи регулярних супутників). Тут у мініатюрі повторився процес формування Сонячної системи (сьома властивість).

Так, наприклад, протоземля на ранній стадії розвитку могла бути оточена роєм невеликих супутників, радіуси яких сягали 100 км. З часом з них і міг сформуватися Місяць. Але дослідження зразків місячного ґрунту показало, що він за своїм складом відрізняється від земного. До того ж, площина орбіти Місяця значно ближче до площини екліптики, ніж до екваторіальної площини Землі, що не характерно для регулярних супутників. Це може свідчити про те, що утворення Місяця, як небесного тіла, відбувалося на значно більшому віддаленні від Землі і, можливо, він був захоплений Землею вже після формування. Проте, якби захоплення таки відбулося, то Місяць, найімовірніше, обертався б навколо Землі у протилежному напрямку (здійснюючи ретроградний рух) по сильно витягнутій еліптичній орбіті (як це спостерігається у захоплених супутників планет-гігантів). Тому на сьогодні найбільш прийнятною вважають *гіпотезу зіткнення* Землі на ранній стадії її еволюції з достатньо масивним космічним тілом (класу планети). У результаті дотичного удару більша частина цього тіла і частина мантиї Землі були викинуті на навколосезну орбіту і з цих уламків згодом і сформувався Місяць.

Система Земля–Місяць перебуває в постійній зміні. Причиною змін, що відбиваються як на Землі, так і на Місяці, служить гравітаційна припливна взаємодія. Сила тертя, викликана припливами, прагне загальмувати обертання Землі. І дійсно, земна доба зростає з цієї причини приблизно на 1,5 мілісекунди за сторіччя. Мільярди років тому земна доба за своєю тривалістю була істотно коротше від теперішньої (приблизно 5–6 годин). Унаслідок того, що Місяць менший від Землі за масою, Земля своїм припливним впливом на Місяць уже істотно загальмувала його обертання і «привела» період обертання у відповідність з орбітальним рухом Місяця таким чином, що один оберт навколо своєї осі Місяць виконує за час, що дорівнює одному оберту навколо Землі. Такий ефект зветься *синхронізацією обертання*. Він досить часто проявляється в інших супутників великих

планет Сонячної системи, а також трапляється в подвійних зоряних системах і системах екзопланет. Саме тому Місяць завжди обернений до Землі одним і тим самим боком. Наявність припливної взаємодії відбивається і на характеристиках місячної орбіти. Із зазначених вище причин Місяць поступово віддаляється від Землі зі швидкістю близько 3,8 см за рік.

Закономірність у розподілі відстаней планет від Сонця згідно з правилом Тіціуса–Бодє (четверта властивість) все ще не має теоретичного обґрунтування.

Достатньо обґрунтованим вважають такий сценарій походження Сонячної системи: коли вік Галактики становив 7–8 млрд років, протосонце виникло в рукаві Щита–Кентавра, в результаті проходження через нього газопилової хмари. Наявність певного моменту імпульсу у протосонця призвело до формування навколо ядра протосонця протопланетного диска, подальша еволюція якого спричинила утворення протопланет, з яких упродовж кількох сотень мільйонів років утворилися планети Сонячної системи. Як альтернативу або доповнення до такого еволюційного сценарію не виключають варіант, що на ранніх стадіях еволюції протосонце зазнало впливу з боку оболонки близької наднової, яка визначила саме такий, як спостерігається, його ізотопний склад хімічних елементів. Ці обставини, що сталися 5 млрд років тому, ймовірно, мали вирішальне значення для формування Сонячної системи, зародження та розвитку життя на Землі.

Розділ 24

ЕЛЕМЕНТИ КОСМОЛОГІЇ

Як уже згадано у Вступі, *космологія* (від грецьких слів: $\kappa\omicron\sigma\mu\omicron\varsigma$ — Всесвіт, $\lambda\omicron\gamma\omicron\varsigma$ — вчення) — наука (розділ астрономії), що вивчає найзагальніші властивості навколишнього Всесвіту (мегасвіту) в цілому. Тут передусім мають на увазі тривалість його існування (його «вічність у часі» або, навпаки, «народження t_v років тому»), його протяжність у просторі («нескінченність у просторі» чи, навпаки, «обмеженість» у той чи інший спосіб, як ось, за уявленнями давніх греків, — кришталевою сферою), особливості розподілу в ньому речовини — галактик та їх скупчень — і зміни з часом відстаней між ними.

Коротко основні завдання космології можна сформулювати так:

- з'ясувати, що являє собою геометрична структура простору-часу Всесвіту;
- сформулювати закони розвитку Всесвіту як цілого;
- з'ясувати, як відбулося народження Всесвіту, які процеси призвели до формування перших зір, галактик, їх скупчень та за яким сценарієм він буде розвиватися у майбутньому.

24.1. Спостережувані аспекти

Космологічні парадокси. Для пояснення будови й особливостей розвитку мегасвіту використовують фізичні закони, встановлені в земних лабораторіях (у масштабах *макро-* і *мікросвіту*). Тому завжди було і є актуальним питання щодо правомірності їх екстраполяції на весь Всесвіт і на

всі етапи його розвитку. Бо ж наслідком цієї екстраполяції були *космологічні парадокси* — *фотометричний, гравітаційний*, а також *термодинамічний* (проблема «теплової смерті» Всесвіту).

Фотометричний парадокс сформулював у 1744 р. швейцарський астроном Жан-Філіпп Луї де Шезо: якби простір був нескінченний і рівномірно заповнений зорями, то небо було б сліпучо-яскраве, як Місяць у повню. *Гравітаційний парадокс* детально проаналізував у 1895 р. німецький астроном Гуго Зеелігер. Його суть така: якщо у нескінченному просторі густина речовини не нескінченно мала, а кожні дві частинки притягуються за законом Ньютона, то сила тяжіння, що діє на будь-яке тіло, могла б бути як завгодно великою. Тому й прискорення, отримані під дією цієї сили, були б нескінченно великі.

Для усунення цих парадоксів висловлювали гіпотези, за якими: 1) загальна маса усіх тіл у Всесвіті скінченна, або 2) середня густина речовини у світовому просторі навіть за нескінченно великої маси близька до нуля, або 3) закон тяжіння Ньютона є неточним. Першу і третю можливості після всебічного аналізу відкинули. Друга відображає *модель острівного Всесвіту* (запропонував її німецький учений Йоганн Ламберт у 1761 р.). За цією моделлю речовина розподілена у Всесвіті «ієрархічно»: системи першого порядку об'єднані в системи другого порядку і т. д., причому відстані між системами мали б істотно (орієнтовно — у десять разів) перевищувати їхні розміри. Однак з 20-х років ХХ століття стало очевидним, що і цю гіпотезу потрібно відкинути, оскільки в *середньому* розподіл речовини у просторі є рівномірним.

Обидва згадані тут парадокси заперечували концепцію *нескінченності простору*. Гіпотеза ж «теплової смерті» заперечувала ідею *вічності* Всесвіту. Адже якщо світ існує вічно, то в ньому вже давно б вирівнялась температура: теплота мала б розподілитися між усіма тілами рівномірно і будь-які теплові процеси стали б неможливими.

Основою сучасної *релятивістської* космології є загальна теорія відносності (ЗТВ), завершена Альбертом Айнштайном у 1915 р. У ній немає місця для гравітаційного парадокса. Фотометричний парадокс усувається, якщо взяти до уваги розширення спостережуваного Всесвіту. Що ж стосується проблеми вирівнювання температури, то (попри її зменшення внаслідок цього розширення) у надрах зір, внаслідок термоядерних реакцій, виділяється значна енергія, завдяки якій, зокрема, у нашій Сонячній системі є умови для підтримування життя в найрізноманітніших його формах.

Розширення спостережуваного Всесвіту. Дослідження описаного в підрозділі (22.3) червоного зміщення у спектрах галактик було започатковане в 1912 р. американським астрономом Весто Слайфером. На телескопі з діаметром головного дзеркала 60 см, з експозицією майже сім годин він сфотографував спектр Туманності Андромеди і, використавши формулу для ефекта Доплера, встановив, що вона рухається в бік нашої Галактики

зі швидкістю 300 км/с. Невдовзі для іншої туманності (насправді, галактики) з сузір'я Діви він же отримав протилежний результат: об'єкт віддаляється від нас зі швидкістю 1000 км/с. Упродовж подальших п'яти років було досліджено близько 30 об'єктів. За винятком декількох усі вказували на «розбігання». Але для належного осмислення цього факту червоного зміщення в їх спектрах (цей термін запропонував у 1921 р. німецький астроном Карл Вірц) необхідно було знати відстані до цих об'єктів.

У 1924 р. Едвін Габбл виявив кілька десятків змінних зір — цефеїд у Туманності Андромеди. Обчисливши відстань до неї, він довів, що вона насправді є такою самою, як і наша, велетенською зоряною системою. З того часу розпочався розвиток *позагалактичної астрономії*. Кажемо й так: розпочалася *третья* (після М. Коперника, 1543 р., і Х. Шеплі, який у 1918 р. «змістив Сонце з центра Галактики на її окраїну») *революція в астрономії* — черговий етап звільнення від *антропоцентризму*.

Упродовж наступних п'яти років Габблом, а особливо його помічником Мілтоном Х'юмасоном, на найбільшому тоді телескопі з діаметром головного дзеркала 2,5 м отримано спектри 46 галактик (для найвіддаленішої з них червоне зміщення давало променеву швидкість 3800 км/с) та визначено відстані до них. Це і дало змогу скласти співвідношення (22.9): чим більша відстань до галактики r , тим більша її швидкість v : $v = H \cdot r$.

Сьогодні факт *червоного зміщення* у спектрах галактик інтерпретують не як рух галактик у просторі, а як *розширення самого простору*. Аналогією тут є гумова нитка, на якій зроблено вузлики: в процесі розтягування нитки відстані між вузликами зростають не тому, що «вони пересуваються по ній», а тому що розтягується нитка. Екстраполюючи дані спостережень у минуле, можна сказати: t_B років тому стався первинний *Великий вибух*, унаслідок якого триває розширення простору в усіх напрямках дотепер, тоді як кожна галактика (точніше — їхні групи та скупчення) займає у ньому «своє» місце.

Тести Гамова. Уявлення, за яким Всесвіт внаслідок Великого вибуху розширюється від початкового стану надвисоких температур, сьогодні загальноприйняте. На користь цієї гіпотези гарячого походження Всесвіту свідчать два передбачення Георгія Гамова, що справдилися.

Тест перший: лише за умови надвисокої температури і водночас її різкого знижування у первинній протон-нейтронній суміші відбувається синтез наявних у навколишньому світі ядер Гелію: 49/50 їх кількості формується на «дозоряній стадії» і лише 1/50 — в надрах зір внаслідок перебігу там термоядерних реакцій.

За Гамовим (1946 р.) t_B років тому вся речовина галактик перед початком розльоту була у певному надгустому стані (для неї він запозичив в Арістотеля назву — *ілем*), і температура там сягала мільярдів кельвінів. Під час розширення цієї первинної дозоряної речовини і мали б утворюватися Гідроген, Гелій та всі інші хімічні елементи. Невдовзі однак він переконався в тому, що за цих умов з уже наявних протонів і нейтронів утво-

рюються лише ядра Гелію. Зі спостережень випливає, що Гелію в природі близько 28% за масою, Гідрогену — близько 70%, на всі ж інші хімічні елементи припадає менше 2% маси речовини. Однак ця кількість Гелію не могла утворитися внаслідок термоядерних реакцій у надрах зір: за сталої світності Галактики 10^{37} Вт упродовж $14 \cdot 10^9$ років (від початку розширення Всесвіту) унаслідок термоядерних реакцій в зорях виділилася енергія приблизно у $4 \cdot 10^{54}$ Дж. В результаті утворення одного ядра Гелію звільняється енергія $2,5 \cdot 10^{-12}$ Дж. Тож за час існування Галактики, маса якої $4 \cdot 10^{41}$ кг, у ній утворилося 10^{66} ядер атомів Гелію, або $7,6 \cdot 10^{39}$ кг. Тому за рахунок термоядерних реакцій у Галактиці могло утворитися близько 2% Гелію за масою (тобто згадане 1/50). Отже, основна маса Гелію вже була в речовині, з якої формувалися зорі Галактики.

Тест другий: інформацію про бувший у минулому стан надвисокої температури зберігає й до цього часу *космічний мікрохвильовий фон* (КМФ) — *реліктове радіовипромінювання* (РРВ).

Момент початку розширення Фред Хойл назвав *Великим вибухом* ("Big Bang"): температура у Всесвіті тоді мала б сягати трильйонів кельвінів. Тобто, на ранній стадії розширення Всесвіт мав би бути гарячим, а, отже, заповненим квантами високих енергій. Внаслідок розширення енергія кожного фотона зменшується. Тому, як це передбачив Г. Гамов разом з Р. Альфером і Р. Германом (1948 р.), у наш час спектральний розподіл енергій цих квантів має відповідати випромінюванню чорного тіла, нагрітого до температури близько 3 К, і шукати його потрібно у сантиметровому діапазоні радіохвиль.

Певні дані щодо реальності його існування отримав 1941 р. канадський учений Ендрю Мак-Келлар (на основі спостережень В. Адамса), а у другій половині 1950-х років у Пулковській обсерваторії Т. А. Шмаонов; однак вони нічого не змогли з'ясувати про ймовірну природу цього випромінювання. Тож Нобелівську премію за його відкриття (1965 р.) отримали у 1978 р. американські вчені Арно Пензіас і Роберт Вільсон. Спектр цього випромінювання показано на рис. 24.1, де крива відповідає температурі 2,725 К. *Реліктовим* його назвав Й. С. Шкловський.

Реліктове випромінювання як система відліку. Отже, міжгалактичний простір заповнений квантами електромагнітного випромінювання низької частоти. За температури $T = 2,725$ К густина енергії цих квантів $u = a_R T^4 \approx 4 \cdot 10^{-14}$ Дж/м³, де $a_R = 7,56 \cdot 10^{-16}$ Дж/(м³К⁴) — стала випромінювання. Середня енергія одного кванта $\bar{\varepsilon} \approx 2,7kT \approx 10^{-22}$ Дж. І середня кількість квантів в одиниці об'єму $n_\gamma = u/\bar{\varepsilon} \approx 4 \cdot 10^8$ м⁻³. Водночас за сучасної середньої густини речовини у Всесвіті $\rho \approx 10^{-27}$ кг/м³ її концентрація становить $n = \rho/m_H \approx 0,5$ м⁻³ ($m_H = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг — маса атома Гідрогену). Отже, у Всесвіті на кожен нуклон припадає близько 1 млрд фотонів.

Густину ефективної маси, що відповідає згаданій густині енергії u , легко знайти за формулою спеціальної теорії відносності:

$$\rho_\gamma = \frac{u}{c^2} = \frac{a_R T^4}{c^2} = 4,6 \cdot 10^{-31} \text{ кг/м}^3, \quad (24.1)$$

і переконатися в тому, що вона майже на чотири порядки менша за середню густину речовини у Всесвіті. Це означає, що в наш час реліктове випромінювання зовсім не впливає на особливості розширення Всесвіту.

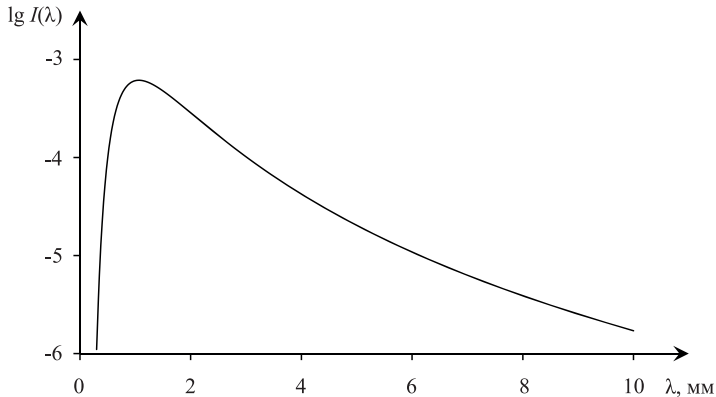


Рис.24.1. Залежність інтенсивності реліктового випромінювання від довжини хвилі

Проаналізовано можливу роль реліктового радіовипромінювання як певної привілейованої системи відліку. Адже наша Галактика з її сотнями мільярдів зір, зокрема із Сонцем, занурена в море низькочастотних фотонів, які рівномірно з усіх боків пронизують місцезнаходження спостерігача. Коли ж цей спостерігач рухається зі швидкістю v , то реєструватиме надлишкову інтенсивність реліктового випромінювання у напрямку свого руху і меншу — з протилежного боку. Відповідно величина зареєстрованої ним температури становитиме

$$T(\theta) \cong T_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right), \quad (24.2)$$

де θ — кут між вектором швидкості руху спостерігача і напрямком осі радіотелескопа. Надлишок інтенсивності, що відповідає надлишкові температури $\Delta T \approx 0,003 \text{ К}$, виявлено у напрямку на сузір'я Лева. Отже, стосовно «фону РРВ» Сонячна система рухається зі швидкістю $v_0 \approx 370 \text{ км/с}$. Використання результатів визначення апексів руху Сонця в Галактиці, Галактики в Місцевій групі галактик (МГГ), МГГ в Місцевому надскупченні, дало змогу з'ясувати, що МГГ рухається відносно реліктового фону у напрямку на сузір'я Гідри зі швидкістю 600–650 км/с.

Тести Сендіджа. Докази того, що Всесвіт взагалі розширюється, — необхідні. Бо хоча співвідношення Габбла відоме з 1929 р., дехто цей факт дотепер заперечує, а наявне червоне зміщення намагається пояснити ін-

шими ефектами (як ось «старінням квантів» чи зміною з часом швидкості світла). Що проблема ця заслуговує серйозної уваги, підкреслив у 1997 р. Алан Сендідж, пропонуючи три тести на підтвердження реальності розширення Всесвіту.

Тест перший: вимірювання поверхневої яскравості далеких об'єктів, конкретно — еліптичних галактик. Було знайдено, що ці яскравості зменшуються залежно від червоного зміщення z як $(1+z)^2$, а так і має бути у випадку розширення Всесвіту.

Тест другий: вимірювання *ефекту сповільнення часу* в об'єкті, який рухається зі швидкістю v відносно Землі. Його реалізовано з аналізу кривих блиску наднових Ia типу, які вдалося виявити в далеких галактиках. За даними про кілька десятків цих явищ знайдено: тривалість спаду яскравості об'єкта зростає в $(1+z)$ разів — у цілковитій згоді з теорією. Адже як впливає зі спеціальної теорії відносності, тривалість певної події (тут — від моменту спалаху наднової до її згасання) є найменшою у тій системі відліку, в якій вона відбувається. Це — інтервал власного часу $\Delta\tau$. Ми ж вимірюємо інтервал координатного часу Δt . Пов'язані вони співвідношенням

$$\Delta t = \Delta\tau / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \beta = v/c. \quad (24.3)$$

Як вже знаємо (див. підрозділ 19.4) феномен наднової Ia типу спричинений термоядерним вибухом білого карлика у тісній подвійній зоряній системі. Білі карлики, що вибухають, «калібровані» за величиною своєї маси межею Чандрасекара. Отже, й величина звільненої внаслідок вибуху енергії також «калібрована», — наперед відома для спостерігача. Тож усі наднові типу Ia однакові за потужністю вибуху і мають однакові криві зміни блиску з часом. Тому вони і відіграють роль «стандартної свічки», тобто використовуються для визначення відстаней до далеких галактик (див. підрозділ 22.2).

Важливе є й таке: дослідник спалаху наднової Ia типу з'ясовує три різні параметри. Перший — його яскравість, другий — зміщення ліній у спектрі і третій — тривалість перебування у фазі максимуму блиску. Бо ж тут враховується згаданий вище ефект спеціальної теорії відносності про відносність тривалості проміжків часу у різних системах координат, які рухаються одна відносно одної.

Загалом було встановлено, що у близьких до нас галактиках згадана фаза максимуму блиску наднової Ia триває два тижні. Коли ж наднова рухається від нас і її $z \approx 0,5$, тривалість максимуму блиску становить три тижні, у разі $z \approx 1$ — чотири тижні. Це дало змогу побудувати залежність «червоне зміщення–відносна яскравість наднової» (рис. 24.2).

У травні 1998 р. відбулася знаменна астрономічна конференція, де було розглянуто особливості розширення Всесвіту. «Більшістю голосів — 40 із 60»

стверджено: починаючи з червоних зміщень $z = 0,5$ це розширення має всі ознаки прискореного! І тим започатковано чергову революцію в космології. Йдеться про доповіді двох груп дослідників (керівник першої С. Перлмуттер, другої А. Рісс у співавторстві з Б. Шмідтом). Перша з них опрацювала дані спостережень 35 наднових Ia типу, друга — 42. Незалежно було проведено зіставлення отриманих видимих зоряних величин і червоних зміщень. І постало питання: що є причиною цього «додаткового розтягування» простору? Про це йтиметься далі: мабуть, так виявляє себе *темна енергія*. За це відкриття згадані три вчені відзначені Нобелівською премією з фізики 2011 р.

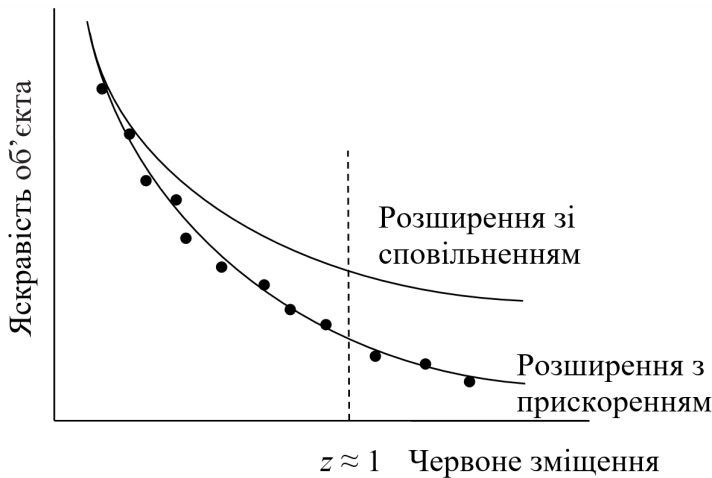


Рис. 24.2. Залежність яскравості (вздовж осі ординат вона зростає нагору) об'єкта (галактики) від червоного зміщення: лінії — теорія, точки — спостереження

Програму реєстрації спалахів наднових Ia типу реалізовано, почавши з 2002 р., на орбітальному телескопі *Hubble* камерою для дослідження далеких наднових — *Advanced Camera for Surveys*. В подальшому на орбітальному телескопі (програма *JDEM* — *Joint Dark Energy Mission*) за допомогою ширококутних камер виявлятимуть у далеких галактиках не десятки (як дотепер), а тисячі таких наднових.

Третій тест Сендіджа полягав у вимірюванні температури реліктового радіовипромінювання в різні епохи розширення Всесвіту, тобто за різних значень червоного зміщення z . Для стандартної моделі $T \propto (1 + z)$, так що за $z = 2$ ця температура сягала 8,2 К, за $z = 3$ — 11 К. Ефект встановлюють, детально досліджуючи спектри далеких галактик і квазарів, виявляючи в них лінії поглинання, збудження яких можливе саме завдяки цьому додатковому «космічному» джерелу енергії. Конкретні позитивні результати було отримано у 2002 р. Оскільки різні z відповідають різним моментам еволюції Всесвіту, то значення $z = 2$ стосується віку 1/4 від сучасного, $z = 3$ — близько 1/8. Загалом результати, отримувані за цими трьома тестами Сендіджа, узгоджуються між собою.

Суть «безплатного ланчу» Зельдовича. У висловлюванні Якова Зельдовича приховується глибока проблема: ледве не всі можливості у дослідженні як самих «цеглинок світобудови», так і варіантів (типів) їх взаємодій — з поверхні Землі вичерпано. А нез'ясованих питань — багато, і деякі з них стосуються основ сучасної фізики.

Так збудовано елегантну за своєю математичною досконалістю і глибинною сутністю Стандартну модель ФЕЧ — фізики елементарних частинок, в рамках якої здійснено важливі передбачення — аж щодо величини маси очікуваної частинки. Вершиною цих успіхів стало відкриття (2012 р.) бозона Гігса (ціна експерименту — 10 млрд долларів).

Проте один із важливих недоліків СМ ФЕЧ — 19 числових значень її сталих доводиться привносити ззовні (як ось, швидкість світла). Тож, усвідомлюючи подальші труднощі, видатний учений ХХ ст. Яків Зельдович звернув увагу на очевидне: навіщо помножувати зусилля, якщо Природа подарувала нам безплатний ланч: вона «уже провела Великий Експеримент», залишилось лише осмислити його результати.

Тут доречно згадати окремі досягнення ФЕЧ, без яких немислима сучасна астрономія, а особливо космологія. Це, передусім, знання про два типи частинок — ферміони і бозони. Перші мають спіні $s = \frac{1}{2}$, їх з однаковими параметрами (квантовими числами) у системі може бути не більше однієї, у других спіні цілочисельний — 0, 1, може бути й $s = 2$, їхня кількість в одному й тому самому стані у системі не обмежується. Далі, розглядаючи проблему взаємодії електричних зарядів, фізики дійшли висновку, що вона здійснюється обміном фотонів. Отже, є частинка — «власник заряду», її спіні $\frac{1}{2}$, але є носій взаємодії — бозон і його спіні — цілочисельний (для фотона $s = 1$). Звідси було зроблено важливий висновок: теорії різних взаємодій (а їх, як відомо, чотири) можуть бути збудовані за єдиним зразком.

Електромагнітна взаємодія регулює, зокрема, взаємодію позитивно заряджених ядер і негативно заряджених електронів у молекулах і атомах, *слабка* — «керує» розпадом важких частинок на легші (приклад: $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$), *сильна* — створює міцний зв'язок нуклонів в атомних ядрах і кварків в адронах, а *гравітаційна* керує утворенням і рухом космічних тіл і систем. У 1967 р. американські фізики Стівен Вайнберг і Шелдон Глешоу, та незалежно від них пакистанський учений Абдус Салам розробили єдину теорію слабких і електромагнітних взаємодій. Її головний висновок: слабкі й електромагнітні сили за енергій порядку 100 ГеВ і вище стають нерозрізнюваними. За аналогією з електромагнітною взаємодією, де обмінна частинка — фотон, з'ясовано, що слабка взаємодія відбувається завдяки обміну квантами певного поля, названими *проміжними векторними бозонами* (їх спіні $s = 1$). Сам акт розпаду нейтрона мав би відбуватися за схемою: спочатку нейтрон перетворюється на протон з випромінюванням W^- -бозона ($n \rightarrow p + W^-$), а потім W^- -бозон розпадається на електрон і

антинейтрино ($W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$). Ці нові частинки — W^+ , W^- -бозони та нейтральний Z^0 -бозон, маси яких (в енергетичних одиницях) відповідно дорівнюють 81 і 93 ГеВ, були відкриті 1983 р. у прискорювальному центрі ЦЕРН (Швейцарія).

З теорії Всесвіту, який розширюється, випливає, що чим ближче до «початку», тим вища його температура. Цей результат одержаний астрономами. Зі свого боку, фізики, збільшуючи енергію (тобто «температуру») частинок, які стикаються в прискорювачах, зробили висновки про зміну властивостей речовини зі зростанням енергії частинок, що її складають. Інакше кажучи, вчені крок за кроком наближаються до «Великого об'єднання» і «супероб'єднання» наявних у природі взаємодій — електромагнітної, слабкої, сильної і гравітаційної.

«Штурм» проблеми об'єднання взаємодій продовжено головним чином теоретиками. Адже «Велике об'єднання» електромагнітної, слабкої і сильної взаємодій реалізується за енергій 10^{14} ГеВ (що відповідає температурі 10^{27} К), а вони в прискорювачах навряд чи будуть досягнуті. Процеси всіх чотирьох взаємодій стають нерозрізнюваними за ще більших енергій — 10^{19} ГеВ (рис 24.3).

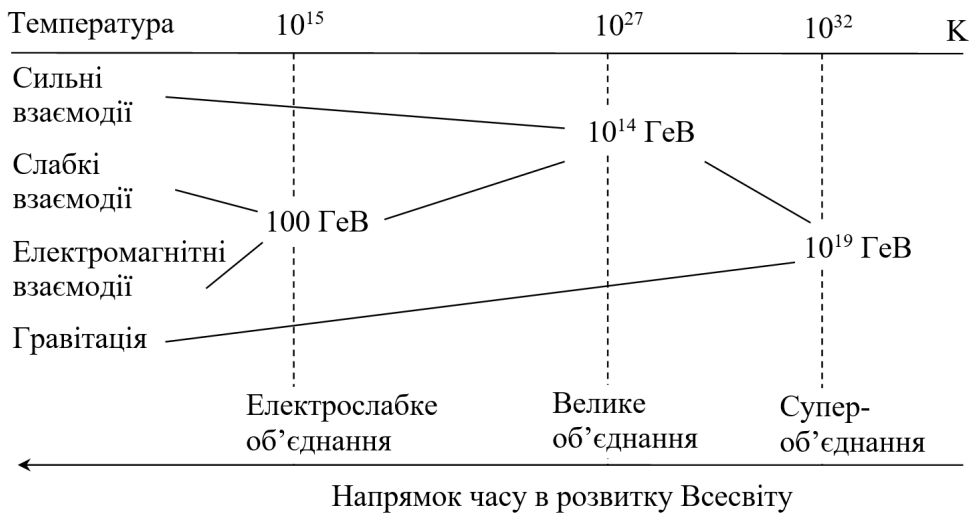


Рис. 24.3. Схема об'єднання–роз'єднання взаємодій: справа наліво — як це, можливо, «реалізувала» Природа, зліва ж направо — як її намагаються відтворити вчені-фізики

У реалізації Великого об'єднання, очевидно, важливу роль грають надважкі частинки: X і Y -бозони (та їх античастинки \bar{X} і \bar{Y}) з масою порядку 10^{14} ГеВ і дробовим електричним зарядом ($\pm 4/3 e$, де e — заряд електрона).

24.2. Космологічні моделі Всесвіту

Основоположні принципи. Будову й закономірності розвитку Всесвіту досліджують, аналізуючи певні математичні конструкції — *космологічні моделі*. Основні їх рівняння отримують, виходячи із ЗТВ — загальної теорії відносності за умови, що властивості Всесвіту для кожного заданого моменту часу однакові в усіх його точках і в усіх напрямках. Цей *космологічний принцип однорідності й ізотропності* Всесвіту підтверджували, як здавалося, спостереження у масштабах, більших за 100 Мпк. Можна було вважати, що, зокрема, густина в ньому є функцією лише *космологічного часу*: $\rho = \rho(t)$.

Побудувати ж *модель Всесвіту* — означає виявити, як змінюються з часом t його параметри: густина, температура і відстані між довільно взятими галактиками. З цією метою вводять поняття *масштабного фактора* $R(t)$. І відстань між двома обраними галактиками (точніше їх скупченнями, однак зазвичай кажуть «між галактиками») записують у вигляді:

$$r(t) = r_0 R(t), \quad (24.4)$$

де r_0 — відстань між ними на момент спостереження t_0 (який збігається з віком Всесвіту t_B). Приймають також, що $R(t_0) = 1$. Здебільшого, кажучи про модель Всесвіту, мають на увазі якраз залежність від часу t масштабного фактора $R(t)$, яким визначаються особливості розширення Всесвіту.

Одним із важливих параметрів задачі є швидкість, з якою змінюються відстані між галактиками. Диференціюючи співвідношення (24.4) по t , виключаючи для узагальнення відстань r_0 за допомогою цього ж співвідношення, отримуємо вираз для швидкості:

$$v = \frac{1}{R(t)} \frac{dR(t)}{dt} r(t), \quad (24.5)$$

тобто *закон Габбла*, якщо вважати, що

$$H = H(t) \equiv \frac{1}{R(t)} \frac{dR(t)}{dt}, \quad (24.6)$$

з уточненням, що стала Габбла є (чи може бути) функцією космологічного часу t .

У рамках класичної теорії. Обговорення типових рис космологічних моделей зазвичай ведуть, використовуючи рівняння загальної теорії відносності. Однак англійський астроном Едвард Мілн у 1935 р., виходячи з

елементарних співвідношень ньютонівської теорії тяжіння, отримав рівняння (фактично — закон збереження енергії), з якого наочно виявляються істотні проблеми космології.

Розглянемо велетенську однорідну хмару, що має густину ρ . На відстані R від центра хмари — на поверхні сфери радіуса R — виділимо «пробну частинку» масою m . Як довів Ньютон, сила притягання, що діє на цю частинку, визначається масою, яка міститься всередині сфери радіуса R : $M = \frac{4}{3}\pi R^3\rho$. Сила тяжіння діє так, ніби вся ця маса сконцентрована у центрі хмари. Притягання ж пробної частинки з боку окремих елементів зовнішнього шару взаємно зрівноважується і жодної ролі не відіграє.

Уявімо тепер, що частинка m рухається від хмари зі швидкістю v , причому на заданій відстані R_0 від центра сфери ця швидкість дорівнює v_0 . У процесі руху повна енергія частинки W , що дорівнює сумі енергії кінетичної $W_k = \frac{mv^2}{2}$ та потенціальної, $W_p = -\frac{GMm}{R}$, зберігається. Позначимо далі через ε повну енергію в розрахунку на одиницю маси частинки. Тоді закон збереження її енергії набуде вигляду:

$$\varepsilon = \frac{v^2}{2} - \frac{GM}{R} = \frac{v_0^2}{2} - \frac{GM}{R_0} = \text{const.} \quad (24.7)$$

Оскільки $v = \frac{dR}{dt}$ і маса $M = \frac{4}{3}\pi R^3\rho$, знаходимо співвідношення:

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}R^2\rho + 2\varepsilon. \quad (24.8)$$

З цього рівняння випливають такі висновки. Якщо кінетична енергія більша від потенціальної (повна енергія $\varepsilon > 0$), то пробна частинка рухатиметься від центра до нескінченності. У протилежному випадку (коли $\varepsilon < 0$) на деякій відстані $R_m = \frac{GM}{|\varepsilon|}$ швидкість частинки зменшується до нуля.

Поки що тут нічого не говорилося про природу згаданої хмари. Нею може бути й частина світу галактик, доступного для спостережень. Звичайно, у Всесвіті будь-яка точка рівноправна і якогось виділеного «центра» немає. Проте всі спостереження ми проводимо з Землі, з нашої Галактики, відносно якої і визначаємо швидкості інших галактик. Тому опишемо уявно навколо нашої Галактики сферу радіусом R і розглянемо, як буде рухатися «пробна частинка» — галактика, що перебуває на відстані R від Землі. За законом Габбла, вона віддаляється від нас зі швидкістю $v = HR$. Підставляючи це значення швидкості в (24.8), знаходимо рівняння:

$$\frac{8\pi G}{3} \left(\frac{3H^2}{8\pi G} - \rho \right) R^2 = 2\varepsilon. \quad (24.9)$$

Тут ρ — середня густина речовини у сфері радіуса R . Вона дорівнює масі усіх галактик, які перебувають усередині сфери, поділеної на її об'єм. Отже, можна ввести деяке «критичне» значення густини:

$$\rho_{\text{кр}} = \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (24.10)$$

Введення ж $\rho_{\text{кр}}$ дає змогу переписати співвідношення (24.9) у вигляді:

$$\frac{8\pi G}{3} (\rho_{\text{кр}} - \rho) R^2 = 2\varepsilon. \quad (24.11)$$

Типи моделей. З (24.11) випливають три варіанти: $\rho > \rho_{\text{кр}}$, $\rho = \rho_{\text{кр}}$, $\rho < \rho_{\text{кр}}$, якими визначається тип моделі (рис. 24.4):

а) якщо $\rho > \rho_{\text{кр}}$, то розширення Всесвіту з часом змінюється стисканням. У такому Всесвіті властивості простору визначає *сферична геометрія (геометрія простору з додатною кривиною)*. Ця модель називається *закритою (замкнутою) моделлю Всесвіту*, її аналогом у двовимірному світі є поверхня сфери. Тут мандрівник, обігнувши її, повернеться у вихідну точку. Водночас потрібно розрізняти *метричні* і *топологічні властивості* такого світу: довжина дуги великого кола має скінченне значення (*метрична характеристика*), але цей простір є безмежним (*топологічна характеристика*);

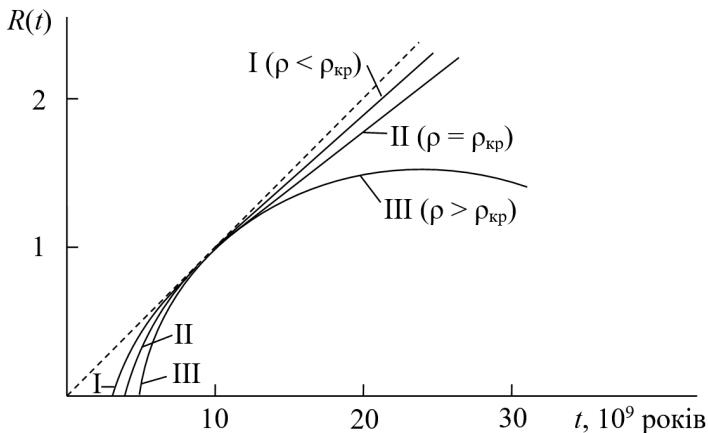


Рис. 24.4. Три типи космологічних моделей. Штрих описує розширення зі сталою швидкістю (у відсутності гравітації), точка стику усіх ліній відповідає сучасному моменту t_0

б) якщо $\rho = \rho_{кр}$, то геометрія Всесвіту евклідова (кривина простору дорівнює нулю). У цьому випадку розширення Всесвіту відбувається необмежено, проте на нескінченності швидкість розширення спадає до нуля;

в) якщо $\rho < \rho_{кр}$, то геометрія Всесвіту аналогічна геометрії на поверхні Лобачевського (простір від'ємної кривини), розширення не обмежене в часі і навіть на нескінченності швидкість розширення завжди більше нуля.

Початкова фаза розльоту. Звернімо увагу на рівняння (24.7). Конкретне значення швидкості v_0 відповідає певній відстані R_0 : $v_0 = HR_0$. Тому його можна переписати і так:

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} \frac{GR_0^3 \rho_0}{R} - \frac{8\pi}{3} GR_0^2 \left(\rho_0 - \frac{3H^2}{8\pi G}\right). \quad (24.12)$$

Це рівняння, залежно від величини ρ_0 , і визначає тип «класичної» космологічної моделі. Цікаво, що певні характеристики таких моделей можна отримати, й не вдаючись до його розв'язування (яке досягається шляхом інтегрування). Оскільки спостереження вказують, що галактики рухаються «від нас», то відстані до них із часом зростають: $\frac{dR}{dt} > 0$. У минулому ж відстань до певної галактики була набагато менша. Але чим менше R , тим більшою у формулі (24.12) буде роль першого доданка. Тобто в минулому (коли $R \approx 0$) величина $\frac{dR}{dt}$ була надто великою. Формально знаходимо, що в певний момент (його зручно прийняти за початок відліку часу, а, отже, « t_0 секунд тому»), коли $t = 0$ було таке:

$$R = 0 \rightarrow \left.\frac{dR}{dt}\right|_{t=0} = +\infty!$$

Інакше кажучи, розширення почалося раптово, а «моментальні» швидкості руху в той «початковий» момент часу мали би бути нескінченно великими. А те, як змінюється відстань до тієї або іншої галактики в майбутньому, визначається другим доданком правої частини рівняння (24.12).

Конкретно, якщо $\rho_0 > \rho_{кр}$, то за деякого $R = R_m$ права частина рівняння дорівнюватиме нулю, так що матимемо $\frac{dR}{dt} = 0$. Отже, в деякий час $t = t_m$ відстань до галактики досягне найбільшого значення. Далі вирішальну роль гратиме саме другий доданок. А оскільки він входить у рівняння з від'ємним знаком, то буде $\frac{dR}{dt} < 0$. З подальшим зростанням часу t відстань до галактики буде зменшуватися, і врешті-решт матимемо $R = 0$! Це випадок закритого «пульсуючого» Всесвіту.

Якщо $\rho_0 < \rho_{кр}$, то обидва доданки входять у праву частину рівняння (24.12) з додатним знаком. У разі $R \rightarrow \infty$ матимемо $\frac{dR}{dt} = \text{const}$ — розширення відбуватиметься необмежено і до того ж швидкість буде прямувати до сталого значення.

Нарешті, можна знайти конкретну залежність масштабного фактора R від часу t на ранньому етапі розвитку, коли другим доданком рівняння (24.12) можна знехтувати порівняно з першим. Інакше кажучи, потрібно розв'язати рівняння $\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{a}{R}$, де $a = 2GM$. Тоді ця залежність має вигляд:

$$R(t) \propto t^{\frac{2}{3}}. \quad (24.13)$$

Становлення релятивістської космології. Упродовж кількох століть після Ньютона астрономи мали найневизначніше уявлення про будову Всесвіту у великих масштабах. І зовсім ніхто не сумнівався, що весь навколишній Всесвіт перебуває у *статичному стані* (тобто його розміри з часом не змінюються).

Але це вимагало обґрунтування, передусім — з точки зору динаміки. Адже кинутий горизонтально камінець падає, маючи своєю траєкторією криву лінію — параболу. Тут — геометрія, але і фізика! Оскільки «розхил кривої» визначається числовими значеннями його початкової швидкості і прискорення вільного падіння. Інший приклад. Уявімо горизонтально натягнуту гумову плівку. Легка кулька, маючи певну горизонтальну швидкість, рухатиметься на ній рівномірно і прямолінійно. Якщо ж на плівку покласти тягарець — мембрана прогнеться. І кулька відхилиться від початкового напрямку та навіть опише навколо цього тягарця коло.

Тож тут доречно згадати слова Г. Рімана: «Сила — це геометрія». Але і сказане згодом французьким математиком (і фізиком) А. Пуанкаре: «Досвід не визначає окремо фізику і геометрію. Він підтверджує сумарно фізику і геометрію у їх взаємозв'язку. Але якщо спостереженнями вимірюють лише суму, то кожна складова має певну довільність». У полоні таких уявлень перебував і А. Айнштайн, коли, завершивши ЗТВ, узявся на її підставі намалювати загальну картину світу. Його праця «Космологічні міркування до загальної теорії відносності» (1917 р.) стала першою ластівкою в зусиллях учених створити картину світу, виходячи з нових уявлень про зв'язок речовини з геометрією.

ЗТВ є узагальненням виведеного І. Ньютоном закону всесвітнього тяжіння і включає його як граничний випадок, зокрема, коли відносні рухи двох тіл описують швидкостями, значно меншими від швидкості світла.

Основоположною ж ідеєю загальної теорії відносності А. Айнштайна є те, що за умови рівності інертної і гравітаційної мас (перша фігурує у другому законі Ньютона, друга — в законі всесвітнього тяжіння) прояв сили тяжіння локально можна звести до розгляду прискореного руху вибраної системи координат і навпаки. Наприклад, для пасажира космічного корабля можна створити «комфортні земні умови», якщо надати кораблеві сталі прискорення $g = 9,8 \text{ м/с}^2$. З іншого боку, обертання планети навколо Сонця, зумовлене

його притяганням, можна розглядати як її вільний рух у певним чином викривленому просторі.

Загалом в історії фізики кожен наступний крок супроводжується новими вимогами до математичного апарату. Ось слова Галілея: «*Природа розмовляє з людиною мовою математики*» і в його часи це була мова геометрії й алгебри. Ньютон для цього розробив основи диференціального й інтегрального числення. А. Айнштейну ж, щоб пов'язати характеристики викривленого простору–часу з особливостями розподілу гравітуючої маси, довелося використати тензорне числення, розвинуте на основі геометричних ідей видатних німецьких математиків — К. Гаусса та Г. Рімана.

Передусім Гаусс виявив, що всі кількісні геометричні властивості поверхні (двовимірного простору) приховані в елементі відстані між двома її довільними точками. Адже для кожної точки на викривленій поверхні завжди можна знайти два взаємно перпендикулярних напрямки перетину так, що один із радіусів (a_1), який визначає міру викривлення, буде найменшим, інший (a_2) — найбільшим. Величину $k = 1/(a_1 a_2)$ прийнято називати *гауссовою*, або *повною кривиною*. Гаусс увів узагальнену систему координат u, v , в якій, по-перше, кут між «віссю абсцис» і «віссю ординат» не обов'язково прямий і, по-друге, координатні лінії можуть бути кривими. У такій системі координат відстань між двома нескінченно близькими точками запишеться у вигляді:

$$ds^2 = Edu^2 + 2Fdudv + Gdv^2. \quad (24.14)$$

Відмітивши на поверхні три пари точок і визначивши відстані між ними (ds) та проєкції цих відстаней на координатні лінії, можна знайти коефіцієнти E, F і G . Ці три величини і визначають кількісну або внутрішню геометрію поверхні, зокрема, її *кривину* k . Одна із ліній, які з'єднують дві задані точки, має найменшу довжину, її названо *геодезичною*.

У свою чергу Г. Ріман 1854 р. узагальнив метод Гаусса на довільне число вимірів. Він встановив, що і тут можна побудувати внутрішню геометрію N -вимірного світу, ґрунтуючись лише на елементі довжини. І тут головною характеристикою внутрішньої геометрії є гауссова кривина k . Отже, плоска геометрія Евкліда виявилась усього лише окремим випадком геометрії поверхні, коли $k = 0$; адже можливі також випадки $k > 0$ і $k < 0$.

Зазвичай для координат u і v вводять позначення x^1 і x^2 , а замість E, F і G відповідно g_{11}, g_{12}, g_{22} . Тоді отримаємо

$$ds^2 = g_{11}(dx^1)^2 + g_{12}dx^1dx^2 + g_{21}dx^2dx^1 + g_{22}(dx^2)^2. \quad (24.15)$$

Тут $g_{12} = g_{21}$, але такий запис дає можливість зрозуміти, як скласти вираз для величини елемента довжини за довільної кількості N вимірів. У скороченому вигляді, зокрема, у разі $N = 4$ і координатній сітці x^1, x^2, x^3, x^4 , квадрат довжини ds — відстані між двома близькими точками (аналог теореми Піфагора про квадрат гіпотенузи) — записується у вигляді суми

$$ds^2 = \sum_{i,k=1}^4 g_{ik} dx^i dx^k. \quad (24.16)$$

Тут також $g_{ik} = g_{ki}$. Сукупність 16 величин, з яких незалежні лише 10, названо *фундаментальним метричним тензором* другого рангу. Його ж компоненти g_{ik} — це *метричні коефіцієнти*. Математичний апарат ЗТВ — тензори четвертого рангу. Завдяки певним правилам згортки їх зводять до тензорів другого рангу.

Рівняння Айнштейна. У загальній теорії відносності поєднується «математичний вимір» — відхилення геометрії від евклідової (ліва частина рівняння) з густиною, тиском та енергією речовини (права частина):

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (24.17)$$

де g_{ik} (їх для 4-вимірного простору–часу — 16, оскільки $i, k = 4$, насправді ж 10, оскільки $g_{ik} = g_{ki}$) — згадані компоненти фундаментального метричного тензора, R_{ik} — компоненти *тензора Річчі*, що є комбінаціями g_{ik} та їх першої і другої похідних, R — *інваріант кривини* — комбінація складових обох згаданих тут тензорів (їх добутків). Повторимось: усе це — засіб визначити міру викривлення простору–часу. А ось T_{ik} — це *тензор енергії–імпульсу*, складений із компонентів *швидкостей речовини у 4-просторі, тиску P і густини енергії $\varepsilon = \rho c^2$* . У застосуванні до задач космології, зазвичай (у разі $P = 0$) рівняння (24.17) зводять до двох незалежних диференціальних рівнянь другого порядку (див. далі), що визначають зміну з часом густини ρ і масштабного фактора $R(t)$, відображаючи закони збереження маси та енергії.

Достовірність теорії. У масштабах Сонячної системи і в найближчих околицях Галактики є три ефекти, які доводять правильність ідей ЗТВ. Це рух перигелію планети, відхилення променя світла гравітаційним полем зорі і зміщення у червоний бік ліній у спектрах зір.

1) Найбільшим перший ефект спостерігається у найближчого до Сонця Меркурія. За сто років планета здійснює навколо Сонця 415 обертів, а напрямок великої осі її орбіти, відповідно до теорії Айнштейна, повертається відносно зір на кут $\varphi \approx 43",03$ (за один оберт — на $0",108$). Тим часом за рахунок притягання Меркурія іншими планетами вісь орбіти Меркурія повертається за сто років на $532"$, що в 12 разів перевищує релятивістський ефект. І все ж його виявлено.

2) Йдеться про вільний рух фотонів у викривленому просторі–часі. Як виявилось, світловий промінь відхиляється від прямолінійного шляху на величину, яка удвічі перевищує ту, що впливає з теорії Ньютона. Строгий розв'язок рівнянь Айнштейна отримав Карл Шварцшильд.

3) Третій ефект теорії Айнштейна полягає в тому, що спектральні лінії світла, випромінюваного з поверхні тіла масою M і радіусом R , зміщуються у червоний бік — так зване *гравітаційне червоне зміщення*. Для Сонця на довжині хвилі $\lambda = 400$ нм це дає $\Delta\lambda = 8 \cdot 10^{-4}$ нм. У спектрах білих карликів, з набагато більшою ніж у Сонця напруженістю гравітаційного поля на поверхні, ефект істотно більший і був виявлений ще в 70-х роках минулого століття.

4) ЗТВ передбачає також існування гравітаційних хвиль. У вересні 2015 р. після десятиліть пошуків гравітаційне випромінювання було нарешті зареєстровано. Першу реєстрацію було здійснено одночасно двома пристроями Лазерної інтерферометричної гра-

вітаційно–хвильової обсерваторії ЛІГО (*LIGO*) у Вашингтоні та Луїзіані. Характеристики зареєстрованих гравітаційних хвиль цілком узгоджуються з очікуваними від злиття двох масивних чорних дір.

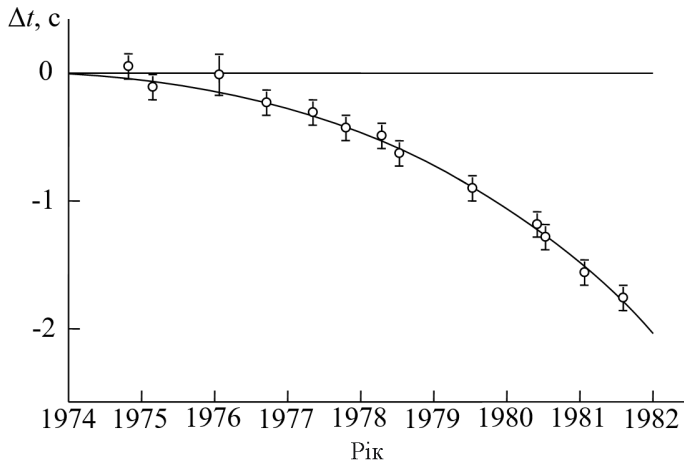


Рис. 24.5. Випередження в проходженні пульсара PSR 1913+16 через периастр порівняно з обчисленим, яке відповідає сталому періоду обертання системи навколо центра мас (горизонтальна пряма)

Ще раніше існування гравітаційних хвиль було підтверджено непрямым методом. І тут важливим є дослідження тісних подвійних систем. Так, після 15-річних спостережень пульсара PSR 1913+16, який входить до подвійної системи, що в сузір'ї Орла (вона складається з двох нейтронних зір, одна з яких і є пульсаром), виявилось, що період обертання пульсара навколо центра мас системи зменшується, а це означає, що пульсар PSR 1913+16 втрачає свою орбітальну енергію за рахунок випромінювання гравітаційних хвиль, тобто обидві зорі поступово зближуються, рухаючись по спіралях. Інакше кажучи, пульсар проходить через периастр із випередженням (рис. 24.5). Теорія передбачила тут зменшення орбітального періоду на 75,8 мкс/рік, а спостереження дали значення 76,3 мкс/рік. За відкриття і дослідження цього об'єкта Рассел Халс і Джеф Тейлор у 1993 р. отримали Нобелівську премію з фізики.

Аналогічно досліджують ще близько десяти таких систем. В усіх випадках зменшення періоду практично збігається з передбаченнями ЗТВ.

Космологічна стала в ЗТВ. Узявши за основу рівняння загальної теорії відносності, Айнштайн зробив спробу збудувати модель Всесвіту в припущенні (загальному тоді переконанні!), що відстані між галактиками з часом не змінюються. Однак він зразу ж виявив, що таку *статичну модель* із наявних рівнянь отримати неможливо. Бо, як і в ньютонівій теорії тяжіння, для певної рівноваги стану крім сили тяжіння потрібна ще одна – відцентрова.

Тому Айнштайн доповнив рівняння (24.17) *доданком* Λg_{ik} , а параметр Λ отримав назву *космологічної сталої*. Рівняння ж (24.17) набуло вигляду:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} (R - 2\Lambda) = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}. \quad (24.18)$$

З урахуванням тогочасних уявлень про Всесвіт і середню густину речовини в ньому А. Айнштайн збудував замкнуту модель Всесвіту із такими характеристиками: в такому сферичному світі налічувалося б приблизно 1000 млрд галактик, а «кругосвітню мандрівку» в ньому світловий промінь здійснив би за близько 70 млрд років. На думку Айнштайна, саме така модель мала б цілковито узгоджуватися з *принципом Маха*, за яким інерція тіла нібито зумовлюється дією усєї речовини Всесвіту.

Згодом, років через вісім, Айнштайн у приватній розмові з Гамовим (яка набула розголосу) сказав, що введення цього доданка — найбільша помилка його життя. Насправді ж він, не усвідомлюючи цього, врахував можливу наявність у Всесвіті іншої, крім гравітаційної, сили. Слід лише було в рівнянні (24.18) поставити його не ліворуч, а праворуч від знака рівності. Це і зроблено згодом і тепер активно обговорюється. Конкретно — у випадку $\Lambda > 0$ враховується наявність певної *сили відитовхування*.

Зразу ж нідерландський астроном Віллем де Сіттер виявив, що рівняння (24.18) із Λ -членом допускає ще один розв'язок, а саме для $P = 0$ і $\rho = 0$. Йдеться про порожній статичний замкнений (як і в попередньому випадку) Всесвіт. У тій моделі привернуло увагу те, що «реальна» швидкість світлового сигналу v_c залежить від відстані r фотона до початку координат, де перебуває спостерігач. Крім того, у цій моделі є ефект *червоного зміщення*: тут, коли $r \rightarrow R$, то $\lambda \rightarrow \infty$. І, нарешті, коли в таку модель помістити декілька пробних матеріальних частинок, то вони будуть «розбігатися» одна від одної, причому відстань між ними буде зростати за експоненціальним законом:

$$r = r_0 e^{At}, \quad (24.19)$$

де A — стала величина. Цей розв'язок є цікавим і тепер.

Релятивістські моделі Фрідмана. Двома своїми статтями (1922 р.) О. О. Фрідман започаткував дослідження *нестатичних моделей* Всесвіту.

Майже зразу (у 1923 р.) Айнштайн, здолавши певний сумнів, визнав: «Я вважаю результати пана Фрідмана правильними й вичерпними. Як виявляється, рівняння поля допускають для структури простору поряд із статичними розв'язками і динамічні (тобто такі, що змінюються з часом) центрально-симетричні розв'язки». У свою чергу бельгійський астроном Жорж Леметр у своїй статті (1927 р.) дійшов висновку: «Бажання відшукати розв'язки, які мали б одночасно позитивні риси світів Айнштайна і де Сіттера, доправило нас до аналізу світу Айнштайна зі змінним радіусом простору». Але якщо радіус світу зростає, то його розширення почалося з моменту, коли речовина була стиснена до величезних густин! Леметр сміливо таке припускає, надаючи станові високої концентрації речовини назву «*первісного атома*».

Питання про вихід Всесвіту із *сингулярного* стану (стану надвисоких

густин речовини) далі буде обговорене окремо. А поки що зосередимо увагу на рівняннях, якими описують нестатичні космологічні моделі. Важливим моментом у релятивістській теорії нестатичного Всесвіту є запровадження так званих *супутніх координат*: просторові координати представляють у вигляді сітки, вузли якої пов'язані з частинками речовини (наприклад, із галактиками), і рухаються разом з ними. Далі задають певну загальну форму коефіцієнтів метричного тензора, також — параметр k , яким визначають замкненість чи відкритість Всесвіту: якщо $k = 0$, то простір буде *евклідовим*, випадок $k = +1$ відповідає просторові додатної кривини — *замкнений* Всесвіт, за $k = -1$ реалізується простір *від'ємної кривини*.

Тож на підставі заданої форми для інтервалу та обчислених компонентів тензора Річчі рівняння Айнштайна (24.18) зводять до системи двох диференціальних рівнянь, які пов'язують між собою швидкість і прискорення зміни масштабного фактора R залежно від інших параметрів моделі:

$$\begin{aligned}\frac{\ddot{R}}{R} &= -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3}, \\ \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)^2 &= \frac{8\pi G \rho}{3} - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}.\end{aligned}\tag{24.20}$$

Це й є *рівняння Фрідмана*, тут — із урахуванням Λ . Як згадано вище, можна покласти, що, починаючи з певного етапу в розширенні Всесвіту, тиск $P = 0$. Тоді з системи (24.20) випливають такі співвідношення:

$$\rho = \frac{B}{R^3}, \quad (B = \text{const}),\tag{24.20a}$$

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} \frac{GB}{R} - kc^2 + \frac{1}{3} \Lambda c^2 R^2.\tag{24.20б}$$

Останнє рівняння й дає змогу дослідити зміну масштабного фактора з часом.

Найвідоміші нестатичні моделі. Теоретично на підставі системи рівнянь (24.20) можна побудувати близько двох десятків космологічних моделей. Насправді в природі «реалізувалася» лише одна — таке твердження повторювано упродовж кількох десятків років. Сьогодні можна сказати інакше: сучасна космологія говорить про 1) *інфляційну стадію* розвитку Всесвіту — і це орієнтовно *модель де Сіттера*, 2) *стадію розширення*, опис якої, очевидно, можна апроксимувати *моделлю Айнштайна-де Сіттера* і 3) *стадію прискореного розширення*, тут, можливо, застосовна «верхня вітка» *моделі Леметра*. Цим виявляє себе складність процесів, що відбуваються у Всесвіті.

Ось декілька найтипівіших моделей, які «будують» інтегруванням системи рівнянь (24.20), зазвичай нехтуючи тиском. При цьому формально задають певне значення густини речовини у Всесвіті ρ на теперішній момент часу t_0 , а також певне значення Λ . Параметр k визначають зі співвідношення між заданим значенням ρ і теоретично обрхованим $\rho_{\text{кр}}$.

Майже у всіх моделях, які тут розглядаємо, йдеться про розширення Всесвіту з деякого надщільного стану, який приймають за початок відліку часу ($t = 0$, коли $R = 0$). Час, що проминув від моменту, коли $t = 0$, прийнято називати «віком» моделі (Всесвіту).

Хоча нестатичні моделі названо загалом *моделями Фрідмана*, кожна з них має ще й свою конкретнішу назву (рис.24.6).

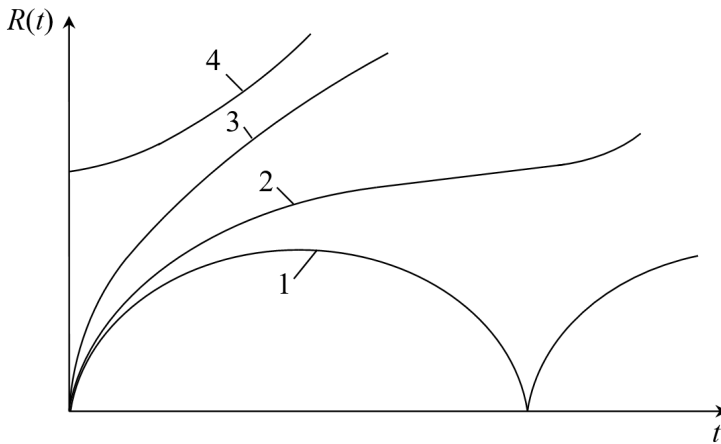


Рис 24.6. Найтипівіші космологічні моделі: 1) пульсуюча модель, 2) модель Леметра, 3) модель Айнштайна-де Сіттера, 4) модель Еддінгтона-Леметра

1. Пульсуюча модель. «Реалізується» вона, коли середня густина речовини у Всесвіті ρ більша за критичну $\rho_{\text{кр}}$. У такій моделі масштабний фактор R зростає від нуля, досягає максимального значення і знову зменшується до нуля. Тут крива $R(t)$ є циклоїдою.

2. Модель Леметра. Особливістю її є те, що масштабний фактор $R(t)$ зростає від нуля нескінченно, але протягом деякого часу Δt_0 його значення змінюється неістотно: Всесвіт тоді наче «застигає». Тут вік від початку розширення до наших днів мав би сягати 70 млрд років. Мовою класичної теорії поведінку масштабного фактора можна пояснити так: на кілька десятків мільярдів років сили притягання у Всесвіті врівноважуються силами відштовхування. Ця модель була особливо приваблива тоді, коли здавалося, що вік Всесвіту $t_0 \approx 2$ млрд років (за старим значенням сталої Габбла), але це суперечить віку існування Сонячної системи.

3. Модель Айнштайна-де Сіттера. Таку назву має модель, для якої $\rho = \rho_{\text{кр}}$ ($k = 0$) і $\Lambda = 0$. У цьому випадку існує точний розв'язок рівняння (24.20б):

$$R(t) = [6\pi G\rho(t_0)]^{\frac{1}{3}} t^{\frac{2}{3}}. \quad (24.21)$$

Тут густина також зменшується з часом за законом:

$$\rho = \frac{1}{6\pi G t^2} = \frac{8 \cdot 10^8}{t^2} \left(\frac{\text{кг}}{\text{М}^3} \right). \quad (24.22)$$

Нагадаємо: в моделі де Сіттера масштабний фактор зростає експоненціально відповідно співвідношенню (24.19).

4. Модель Еддінгтона--Леметра. Для $t=0$ $R=R_0$ і необмежено зростає в майбутньому.

«**Одиниці відліку**». Для розгляду згаданого вище уявлення про надщільний стан речовини (сингулярний стан) придатними виявилися *планківські одиниці довжини* $l_{\text{пл}}$, *часу* $t_{\text{пл}}$, *маси* $m_{\text{пл}}$ і *густини* $\rho_{\text{пл}}$, отримані комбінацією трьох фундаментальних фізичних сталих — швидкості світла c , гравітаційної сталої G і сталої Планка $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с ($\hbar = h/2\pi$):

$$\begin{aligned} l_{\text{пл}} &= \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} \approx 1,6 \cdot 10^{-35} \text{ м}, & t_{\text{пл}} &= \frac{l_{\text{пл}}}{c} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} \approx 5,3 \cdot 10^{-44} \text{ с}, \\ m_{\text{пл}} &= \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 2,2 \cdot 10^{-8} \text{ кг}, & \rho_{\text{пл}} &= \frac{m_{\text{пл}}}{l_{\text{пл}}^3} = \frac{c^5}{G^2 \hbar} \approx 5 \cdot 10^{96} \frac{\text{кг}}{\text{М}^3}. \end{aligned} \quad (24.23)$$

Потреба фази роздування. Теорія Всесвіту, що розширюється, зіткнулася із низкою проблем, які вдалося усунути за допомогою моделі роздування (інфляційного) Всесвіту. Ось найважливіші з них:

1. *Проблема ентропії* (як міри кількості фотонів у Всесвіті): чому у Всесвіті кількість фотонів реліктового радіовипромінювання в одиниці об'єму n_γ приблизно в 10^9 разів перевищує концентрацію важких частинок n_p ? Також — чому ядра атомів мають додатний електричний заряд, тоді як електрони від'ємний?

2. *Проблема горизонту* (або кривини): чому Всесвіт у великих масштабах однорідний та ізотропний, так що інтенсивність реліктового радіовипромінювання практично не залежить від напрямку?

3. *Проблема евклідовості геометрії* (плоского простору Всесвіту): чому середня густина матерії у Всесвіті надто близька до її «критичного» значення ($\rho = \rho_{\text{кр}}$), а геометричні властивості простору такі близькі до властивостей плоского евклідового простору.

4. *Проблема однорідності і первинних флуктуацій* (утворення галактик): чому в надто великих масштабах Всесвіт однорідний, а в менших спостерігаються порожнечі (войди)? І як у Всесвіті виникають неоднорідності, з яких надалі утворюються галактики?

5. І, нарешті (або — передусім), — найбільшою проблемою теорії Всесвіту, що розширюється, було *питання про сингулярність*: чи справді Всесвіт народився у стані з нескінченною густиною? І чим, власне кажучи, був уже згаданий Великий вибух?

Першим у намаганні з'ясувати фізичну суть сталої Λ і загалом — природи космологічного розширення (причина — Великий вибух) був Ераст Глінер (СРСР/США). У статті «Алгебраїчні властивості тензора енергії–імпульсу і вакуумоподібний стан речовини» (1965 р.) він висловив міркування: стала Λ «описує універсальний космічний вакуум» (згодом його названо *вакуумом Айнштайна–Глінера* — АГ-вакуумом). Йдеться про середовище, описуване певною енергією, що не дорівнює нулю, густина якої ϵ скрізь однакова і не змінюється з часом. Визначальним тут є рівняння стану: тиск дорівнює густині енергії, взятої зі знаком мінус: $P = -\epsilon$ (у «нашій фізиці» випадок $P < 0$ реалізується у розтягнутому металевому стрижні). Особливості ж цього стану такі: 1) рух і спокій відносно самого вакууму не розрізнявальні, тобто якщо два тіла (дві системи відліку) і рухаються одне відносно іншого, то відносно вакууму вони перебувають у спокої, тому вакуум не може бути системою відліку; 2) оскільки в ЗТВ здатність середовища створювати тяжіння визначається не лише його густиною, а й тиском, а це — три компоненти, то в підсумку ця величина — від'ємна. І, отже, вакууму притаманне антитяжіння.

Наявна ж у Всесвіті речовина породжується — «у невеличкій частині доісторичної Світобудови» (термінологія Глінера) внаслідок квантових флуктуацій. І, як тільки це сталося, вона, внаслідок дії антигравітації, буквально змушена розлітатися, що й виявляє себе як розширення Всесвіту.

Прийнято також, що «на початку історії Світу» густина енергії вакууму була на багато порядків більшою, ніж вона є тепер. Тому речовина, яка породжувалася в ньому і рухалася на його фоні, розігрівуючись, миттєво набувала надвеликих швидкостей, що й призводило до її істотного розширення.

Цю ідею Е. Глінера зразу ж, у 1965–1980 рр., підтримали провідні радянські теоретики — Л. Е. Гуревич, О. О. Старобінський, А. Д. Сахаров, В. О. Фок, її ж успішно розвивала І. Г. Димнікова.

Як зазначив нещодавно А. Д. Чернін, надто важливим і нез'ясованим тут все ще залишається питання про внутрішню структуру вакууму АГ, про склад цього вакууму на мікроскопічному рівні — «чим є ця субстанція та з чого вона складається». Це ключова проблема фундаментальної фізики XXI століття. Також — чи є (можливо, еволюційний), зв'язок між цим (гіпотетичним) вакуумом і реальним вакуумом — темною енергією, яку виявлено тепер, через 14 млрд років після Великого вибуху?

З початком 80-х років минулого століття розпочато побудову іншого сценарію (Алан Гут, Андрій Лінде, Олексій Старобінський, В'ячеслав Муханов) — *інфляційної* моделі Всесвіту. У 2002 р. Е. Глінер зіставив обидва сценарії, які «ззовні надто подібні, оскільки в обох є стадія сильного, на десятки порядків, збільшення розмірів Всесвіту». Однак «фізичний дух в обох сценаріях абсолютно різний». Бо ж за інфляційною моделлю Всесвіт народжується із *сингулярності*, «із планківської піни» — певного стану, густина якого вимірюється планківськими масштабами (теорії такого стану все ще немає). Об'єм же цієї первісної «комірки», яка, роздуваючись, стає Всесвітом, це усього l_{Pl}^3 . У цій моделі

покладають наявність певного скалярного поля, яке «скочується» з нерівноважного стану високої енергії у мінімум потенціалу, і внаслідок зміни температури відбувається фазовий перехід, що призводить до народження звичної для нас матерії.

Після праць А. Гута і А. Лінде захоплення ідеєю інфляції набуло масового характеру, уже запропоновано безліч різних космологічних сценаріїв. Вихідні принципи тут такі:

1. Частинки матерії на початку не мають мас.

2. У вакуумному стані, тобто в «резервуарі» віртуальних частинок і полів, прихована потенціальна енергія, густина якої пов'язана з густиною вакууму ρ_v співвідношенням $\epsilon_v = \rho_v c^2$, причому в деяких варіантах теорії приймалося $\rho_v = 10^{77}$ кг/м³, в інших $\rho_v = \rho_{pl} = 10^{97}$ кг/м³, так що густина енергії цього псевдовакууму відповідно дорівнює 10^{94} Дж/м³ або 10^{114} Дж/м³.

Зі згаданого вище незвичайного зв'язку між тиском і густиною вакууму випливає, що, незважаючи на роздування, густина енергії вакууму залишається незмінною: $\epsilon_v = \text{const}$. Справді, відповідно до першого закону термодинаміки (закону збереження енергії) кількість переданої системі теплоти dQ витрачається на збільшення її внутрішньої енергії dE і роботу PdV , виконану в процесі зміни об'єму системи V . Ці величини пов'язані співвідношенням $dQ = dE + PdV$. В даному випадку $dQ = 0$ і, отже, $dE = -PdV$. А оскільки $E = \epsilon V$, то у разі $P = -\epsilon$ маємо $dE = d(\epsilon V) = Vd\epsilon + \epsilon dV = \epsilon dV$. Звідси $Vd\epsilon = 0$ і $d\epsilon = 0$, тобто $\epsilon = \text{const}$.

3. Завдяки роздуванню Всесвіту температура стрімко зменшується, тоді як густина вакууму до певного часу залишається незмінною.

За визначенням, *вакуум* — найфундаментальніший із відомих типів фізичної реальності. Він є основою і передумовою існування безлічі фізичних явищ. Потенційно (віртуально) вакуум містить усілякі частинки і стани, які можуть з нього народитися за відповідних умов, але водночас актуально в ньому нічого немає. Відомо, проте, як можна «вивудити» пару «частинка–античастинка» з вакуумної безодні: для цього потрібно «мати» силове поле, завдяки енергії якого згадана пара одержує свої реальні маси.

І, отже, будь-яке інфляційне розширення починається з планківських розмірів і часу, від яких сучасні закони фізики починають адекватно описувати процеси, що відбуваються в цей момент. Єдина причина прискореного розширення — від'ємний тиск, який притаманний згаданому скалярному полю.

Так усуваються труднощі «класичних» моделей:

1. *Проблема ентропії і зарядової асиметрії*. За енергій порядку 10^{15} ГеВ ефективно народжуються надважкі X- та Y-бозони і відповідно в такій самій кількості їх античастинки \tilde{X} та \tilde{Y} . Кожен з них може двома різними каналами і (що надзвичайно важливе) з дещо неоднаковою імовірністю — розпадатися на кварки й антикварки. Після розпаду цих бозонів утворюється певний надлишок кварків над антикварками; після їх об'єднання в протони й антипротони з'являється невеликий надлишок частинок над античас-

тинками, а після їх анігіляції — «залишок», що й спостерігається сьогодні, як «звична» речовина. При цьому, унаслідок процесів анігіляції утворюється, як показали розрахунки, також надлишок фотонів по відношенню до кількості баріонів. Існування двох каналів (схем) розпаду X - та Y -бозона на кварки або антикварк–антилептон фактично означає, що баріонний заряд не зберігається. Звідси випливає висновок: у природі мають відбуватися процеси розпаду протонів. Період піврозпаду протона оцінений в 10^{32} років.

2. *Проблема горизонту*: точки, з яких ми сьогодні приймаємо сигнали (звідки до нас приходить реліктове радіовипромінювання), «до роздування» перебували надзвичайно близько одна до одної, усередині загального горизонту видимості для того моменту. Між ними, звичайно, відбувався обмін сигналами (квантами енергії) і відповідно відбулося вирівнювання температури. Пізніше, внаслідок роздування ці точки розійшлися на відстані, істотно більші за відстань до горизонту. Тож ми приймаємо сигнали усього лише з невеликої частини тієї області, де вже відбулося вирівнювання температури.

3. *Проблема плоского простору*: якщо в початковий момент $t_{\text{пл}}$ кривина двовимірного простору — поверхні кулі (її відхилення від площини) була надто великою, то після роздування (а йдеться про фантастичне збільшення масштабів) геометрія його поверхні стає практично евклідовою.

Обговорення загальної картини розширення Всесвіту у XX ст. розпочинали з деякого мінімального часу $t_{\text{мін}} \approx 10^{-6}$ с, дотримуючись погляду, що за допомогою сучасної фізики неможливо описати явища, які відбувалися за $t < t_{\text{мін}}$. Всю подальшу історію розвитку Всесвіту залежно від процесів, які відігравали головну роль, прийнято поділяти на чотири стадії: адронну еру, лептонну еру, еру випромінювання (післярекомбінаційну) і еру речовини.

Загалом, з урахуванням викладеного вище, розвиток Всесвіту наближено можна описати комбінацією трьох моделей — де Сіттера, Айнштайна–де Сіттера та Леметра.

24.3. Теми космології початку XXI ст.

Флуктуації РРВ — виявлено! Крім уже згаданої великомасштабної флуктуації інтенсивності РРВ, що є відображенням руху Сонця (півсфери неба в бік спостерігача, іншої — від нього), все ж очікувано менш масштабні флуктуації.

Для їх виявлення здійснено запуски кількох космічних апаратів — у СРСР (1984 р.) *Релікт*, у США (відповідно в 1989 р. і 2001 р.) *COBE* (COsmic Background Explorer), і *WMAP* (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe). Використано також стратосферні апарати *BOOMERANG*, *MAXIMA*,

ACBAR і наземний *CBI*. В цілому дослідження були успішними. Їх було уточнено й доповнено (2010–2012 рр.) результатами космічної місії *Planck* (рис. 24.7). Про це свідчить і Нобелівська премія 2006 р., присуджена американським ученим Джону Мазеру і Джорджу Смуту — керівникам однієї тисячі колективу вчених, інженерів і техніків проекту COBE: «За роботу, що допомагає просунути у дослідженні процесу виникнення Всесвіту і розумінню походження галактик і зір».

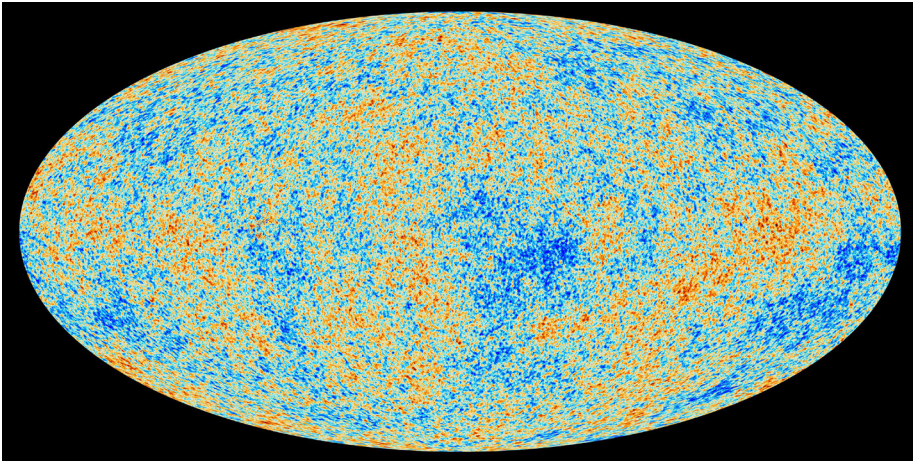


Рис. 24.7. Кутовий розподіл інтенсивності реліктового випромінювання за даними експерименту *Planck* (флуктуації $\delta T \approx 0,0002$ К)

За даними згаданих спостережень *WMAP* здійснено побудову кореляційної функції — залежності усереднених квадратів різниць інтенсивностей РВ $(I_2 - I_1)^2$ або ж, що те саме, температур $(T_2 - T_1)^2$ як функції кутової відстані θ між довільно взятими точками «1» і «2» небесної сфери. *Акустичні піки* зайняли на рис. 24.8 місце, близьке до передбаченого А. Д. Сахаровим ще 1967 р. (тому й існує поняття *сахаровських коливань*). Прийнято підкреслювати: з часу появи цього графіка космологія стала прецизійною наукою.

Верхня горизонтальна шкала на рис. 24.8 вказує на кутові відстані між точками неба, на яких виявляють себе відхилення інтенсивності (температури) РРВ «від середнього» значення. Перший максимум, головний, — за кутової відстані близько 1° , другий — $0,33^\circ$, третій — $0,2^\circ$.

З огляду, зокрема, на величезну кількість інформації, яку отримано, і незважаючи на математичну складність проблеми, сформульовано відому тезу: рис 24.7 віддзеркалює процеси, які відбуваються «на сфері останнього розсіювання — ОР» під час переходу від гарячого стану до звичного для нас «холодного». Відстань «від нас» до сфери ОР описуємо величиною червоного зміщення z (яке тим більше, чим далі у просторі перебуває

об'єкт, що світиться). У шарі ж сфери ОР відбуваються процеси рекомбінації, тут кванти світла вже «відриваються» від речовини і можуть вільно пронизувати «все», що всередині «нашої» сфери останнього розсіювання. Оскільки ж вона стрімко продовжує розширюватися, то «бувші жорсткі» кванти згодом і стають «РРВ» — реліктовим радіовипромінюванням. Ці кванти залишають сферу ОР в момент часу t_1 і досягають спостерігача (нас) в момент t_0 .

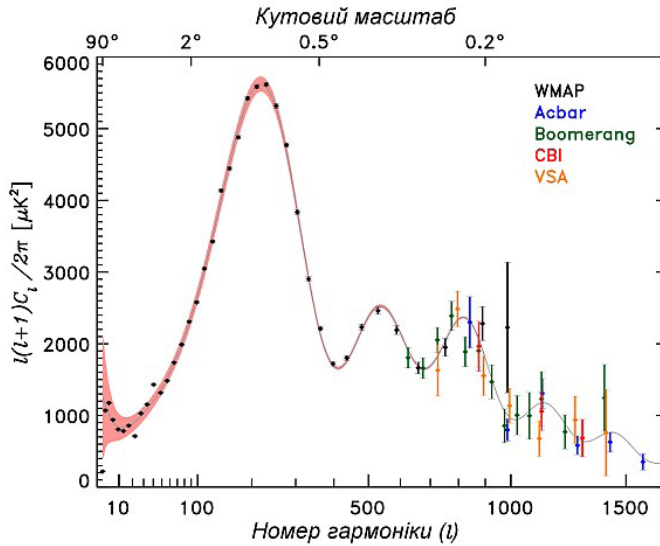


Рис. 24.8. Спектр флуктуацій реліктового випромінювання за даними експериментів: космічного *WMAP*, наземних *CBI* та *VSA* та балонних *ACBAR* і *BOOMERANG*. По горизонталі — номер кутової гармоніки (мультиполя) та відповідний їй кутовий масштаб (зверху), по вертикалі — нормований спектр потужності флуктуацій (тобто відображення флуктуацій температури)

Зі співвідношення для зміни з часом температури в інфляційній моделі її значення ($T \approx 3000$ К), типове для перебігу процесів рекомбінації, досягається за $t_1 \approx 10^{13}$ с, коли $z_1 \approx 1000$. Протяжність причинно пов'язаних зон тут сягала значення $D \sim ct_1$. Вік же Всесвіту «для нас», беручи до уваги режим його розширення, $t_0 \approx 3 \cdot 10^{17}$ с, а $z = 0$. Тож відстань d_m до сфери останнього розсіювання — горизонту частинок — в космологічній моделі зі степеневим законом зростання масштабного фактора оцінюють величиною $d_m \sim ct_0$. Звідси отримуємо, що очікуваний максимум флуктуацій (перший із сахаровських піків) має бути на такому кутовому масштабі, під яким спостерігається згадана вище зона на момент рекомбінації: $\theta \approx (1 + z_1)ct_1/ct_0$ (рад), що за наведених вище величинах дає положення максимуму флуктуації РРВ для масштабу близько 1° ($\approx 0,03$ рад). Це якраз і відображене на рис. 24.8.

Тут важливий аспект проблеми ілюструють таким порівнянням. Звучання певного музичного інструмента відрізняється від іншого тембром, тобто «якістю, забарвленням» — сукупністю обертонів, що супроводжують основний тон найменшої частоти (і якщо частоти обертонів кратні частоті основного тону, їх звать *гармоніками*). Отже, обговорювану вище сферу останнього розсіювання можна розглядати як своєрідний сферичний барабан — 2-вимірну поверхню. Що ж стосується математичного апарату для аналізу цих коливальних рухів, то коливання струни описують за допомогою тригонометричних функцій, круглої мембрани — бesselевих функцій. Коливання ж «на сфері» відображають сферичними функціями. В кожному випадку йдеться про спільний внесок тонів та обертонів у величину відхилення струни (і т. п.) від положення рівноваги. Для опису ж коливань, які здійснює сфера, — 2-вимірних, сферичних гармонік Y_{lm} — використовують числа l і m , причому для кожного l ціле число m приймає значення від $-l$ до 0 і далі до $+l$.

Величина l визначає кутовий момент, що співвідносний із флуктуаціями кутового масштабу π/l . Вводиться поняття *мультиплета* — комбінації усіх «тонів», що мають однакове l . Для кожного з них можна обчислити відповідну амплітуду C_{lm} , що можливе якраз за допомогою сферичних гармонік. Оскільки ж Всесвіт ізотропний, то фактично залежності згаданої амплітуди від m немає. Тому загалом йдеться про сферичну функцію порядку n як суму $(2n + 1)$ «однорідних поліномів ступеня n » — поліномів Лежандра. Врешті-решт і отримують для середньоквадратичної флуктуації температури $\langle(\Delta T)^2\rangle$ співвідношення

$$\langle(\Delta T)^2\rangle \approx T^2 \int \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l d \ln l. \quad (24.24)$$

Підінтегральний вираз якраз і визначає потужність, яка припадає на одиничний логарифмічний інтервал l , інакше — сукупний внесок кутових моментів. Його і відкладено на вертикальній шкалі рис. 24.8. Саму ж величину C_l іменують *спектром потужності* флуктуацій температури РРВ.

Виятково важливим і математично вкрай нелегким є питання про взаємозв'язок ресторованих флуктуацій з параметрами певної космологічної моделі. Адже щоб знайти величину C_l для $l = 200$, доводиться розглядати сукупність 400 рівнянь... Річ ясна, реалізуються певні спрощення — аналітичні наближення, але і розробляються відповідні програми обчислень на потужних комп'ютерах.

Аналіз рис. 24.8 передбачає урахування таких параметрів космологічної моделі: густини баріонної речовини ρ_B , густини темної матерії ρ_{DM} , переобчисленої в густину темної енергії — ρ_{DE} , сталої Габбла H , параметра k , що визначає кривину простору, загалом — 11 параметрів моделі. Розв'язки згаданих рівнянь отримують «перебиранням» величин кожного зі згаданих параметрів. Зміна одного чи двох із них веде до зсуву вправо-вліво положення сахаровських піків рис. 24.8, до зменшення чи збільшення того або іншого.

Добірка параметрів «нашого Всесвіту» така (існуючі оцінки в літературі можуть дещо відрізнятися): звичної для нас баріонної речовини 4,9%. Це — міжгалактичний газ, зорі, планети (з цього щоправда лише близько 0,5% «світ-

ної»), темної матерії (невідомої все ще природи) — 26,8%, темної енергії — 68,3%, стала Габбла $H = (67 \pm 1) \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$, реалізується модель евклідового простору ($k = 0$).

Суть космомікрофізики. *Космомікрофізика* — порівняно нова галузь науки, завданням якої є встановлення взаємозв'язку між мега- і мікросвітом. Йдеться про всебічне поєднання (навіть злиття) ідей, законів і взаємозалежностей, встановлених під час дослідження світу елементарних частинок, із сучасними уявленнями про Всесвіт з усіма спостережуваними даними, що вже є в розпорядженні астрономів.

«Космомікрофізика, що виникла на основі ідей великого синтезу фундаментальних сил природи, за необхідністю поєднує у своїх побудовах аналіз із синтезом... (Вона) — закономірний результат внутрішнього розвитку і фізики елементарних частинок, і космології. Поява цієї науки зумовлена злиттям двох тенденцій — розвитку теорії елементарних частинок, нетривіальні прояви якої розкриваються лише в процесах за надвисоких енергій, і виникненні уявлень про нові форми матерії, що є необхідні для самоузгодженого опису сукупності спостережуваних явищ у Всесвіті» (М. Ю. Хлопов, 2003 р.).

Розмаїття матеріальних структур у нашому Всесвіті формувалося і підтримується завдяки вже обговореним вище чотирьом типам взаємодій між його окремими «частинками». Першою була усвідомлена гравітаційна взаємодія, тобто взаємне притягання, завдяки якому «маємо» планети й зорі. «Носієм» взаємодії тут є (поки що гіпотетичний) *гравітон*.

Значною мірою теоретичні передбачення стали можливими завдяки двом концепціям: 1) фізичного поля і 2) симетрії з її вершиною — суперсиметрією.

Фізичне поле — система із нескінченною кількістю ступенів свободи, що змінюється у просторі і часі. Будь-які силові впливи частинок одна на одну під час зміни їхнього положення можуть передаватися лише у формі збурень поля, які поширюються зі скінченною швидкістю від однієї точки до іншої. Поле є носієм енергії й імпульсу. Завдяки взаємодії двох полів елементарні частинки «набувають» масу — кожна у свій час, на певному етапі зміни параметрів системи.

За особливостями своїх проявів поле може бути скалярним, векторним або ж тензорним. Як ось, у кімнаті, за закритих вікнах і дверях, температура однакова в усіх точках і не залежить від напрямку, і цей стан якраз описують скалярною функцією. У космології «особливо популярним» є скалярне поле, ним, зокрема, описують «стан системи» — вакуум.

Прикладом дієвості фізичного вакууму є лембівське зміщення лінії в спектрі атома Гідрогену. Як виявили у 1947 р. Уільям Лемб і Роберт Резерфорд (США) стан $2S_{1/2}$ розташований вище, ніж $2P_{1/2}$, на величину $\Delta\nu = 1057,77 \text{ МГц}$ (теоретичне значення — 1057,19 МГц). Це стало блискучим підтвердженням теорії Дірака про «реальність фону заповнених станів із $E < 0$ » і, отже, впливу флуктуацій цього нульового поля вакууму на електрон в атомі Гідрогену (Нобелівська премія 1955 р.).

Еволюція Всесвіту «автоматично» передбачає і розвиток речовини в ньому. Приймають, що потенціальна енергія взаємодії частинок E_r «регулюється» особливим скалярним полем *Гігса* (а точніше, полями Гігса). Взаємо-

діючи з елементарними частинками, поля Гігса і породжують їхню масу, яка тим більша, чим сильніша взаємодія поля з частинкою. Стверджують, що частинки одержують масу, «проковтуючи» бозони Гігса — «згустки» полів Гігса. Цей механізм порівнюють із поглинанням чорнила промокашкою, де шматочки паперу — це окремі частинки, а чорнило — енергія поля Гігса. Залежність же потенціальної енергії взаємодії частинок від величини поля ϕ (скажемо умовно — від потенціалу поля ϕ) зі зменшенням температури змінюється складним чином. Праця Пітера Гігса й Франсуа Енглера відзначена Нобелівською премією 2013 р.

Проте теорія ФЕЧ (вважаймо — досконало розроблена) нездатна «включити в себе» гравітацію. Вона також не пояснює, чому є три покоління (родини) кварків і лептонів. А ще — вона потребує «введення вручну, ззовні» 19 констант для опису мас окремих елементарних частинок та інтенсивностей їх взаємодій (а це — швидкість світла, стала Планка, гравітаційна стала та ін.). Тому з 1968 р. здійснюються спроби розглядати елементарну частинку як об'єкт протяжністю l_{pl} . У фізику введено новий (і несподіваний!) принцип: на найменшому, мікроскопічному рівні все складається з вібруючих волокон. І — вже не йдеться про різні частинки, а йдеться про різні ноти, які звучать на фундаментальній струні. Різні ж моди коливань породжують різні маси і константи взаємодії. Чим більша амплітуда і менша довжина хвилі, тим більша енергія, а нею і визначається маса елементарної частинки.

Математичне узгодження рівнянь *теорії струн* досягають, якщо коливання струни відбувається в 11-вимірному просторі-часі: тут 10 просторових, з них сім компактифікуються — згортаються в кільця розміром l_{pl} (проте, це — для ферміонів, для бозонів же необхідний 25-вимірний простір-час...). Є теорії, в яких деякі з цих додаткових вимірів можуть простягатися на нескінченність. Ми їх, однак, не відчуваємо, оскільки «приковані до своєї 3-вимірної гіперповерхні». Теорія ж суперструн є частиною грандіозного синтезу, що має назву *M-теорії* (від слова «мембрана»).

Не виключено, що теорію струн не будуть формулювати «в рамках простору-часу», що взагалі є необхідність змін наших уявлень про матерію, простір і час, що поняття «час-простір приречене і від нього доведеться відмовитися» (С. Вайнберг, Е. Віттен).

Песимістичні висновки зробив і відомий американсько-канадський фізик Лі Смолін у книзі «Неприємності з фізикою: зліт теорії струн. Занепад науки і що з цього випливає» (2006 р.): «...кількість струнних теорій, які явно не суперечать спостереженням, сягає 10^{500} , критеріїв вибору практично немає, немає нашого розуміння більшості з цих теорій, ... теорія струн базується на кількох ключових припущеннях, для яких є основи, але немає доказів».

Загалом ... «цей світ набагато безкрайніший, ніж думали, і ми бачимо значно менше, ніж наші пращури бачили з печери». Увесь розвиток науки таки підтверджує, що «природа не показує одразу всі грані свого єства, більшість істин, на певний час ще прихованих, вона залишає для майбутніх поколінь допитливих» (Сенека).

ПОКАЖЧИК ІМЕН

- Абель Дж. (Ейбелл Дж., 1927–1983) 390
 Август О. (63 г. до н. е.–14 н. е.) 58
 Автолік (із Пігани, бл. 360–бл. 290 до н. е.) 13
 Адамс Дж. К. (1819–1892) 120, 264
 Адамс В. С. (1876–1956) 328, 470
 Айнштайн А. (Ейнштейн А., 1879–1955) 11, 350, 468, 480–486, 488, 490
 Альфер Р. (1921–2007) 470
 Амбарцумян В. А. (1908–1996) 404
 Арістїл (Самоський, кінець IV–початок III ст. до н. е.) 39
 Арістотель (384–322 до н. е.) 64, 77, 80, 250, 274, 396, 469
 Аро Г. (1913–1988) 449
- Бааде В. (1893–1960) 372, 427
 Бальмер І. Я. (1825–1898) 159, 161, 165, 213, 216, 295, 296, 392
 Барнард Е. Е. (1857–1923) 301, 389, 406
 Бебкок Х. У. (1912–2003) 225
 Бессель Ф. В. (1784–1846) 95, 328, 347
 Бечварж А. (1901–1965) 38
 Біела В. фон (1782–1856) 279
 Боде Й. Е. (1747–1826) 271, 462, 466
 Больцман Л. (1844–1906) 147, 149, 167, 168, 292, 312, 448
 Бопп Т. (1949–2018) 277
 Бор Н. (1885–1962) 162
 Бореллі Дж. А. (1608–1679) 111
 Браге Т. (1546–1601) 10, 86, 274, 375, 376, 396
 Браун М. (нар. 1965) 269
 Бредлі Дж. (Брадлей Дж., 1692–1762) 40, 93
 Бреккет Ф. С. (1896–1988) 159
 Бруно Дж. (1548–1600) 85
 Брунс Г. Е. (1848–1919) 116
 Бугер П. (1698–1758) 151
 Буйо І. (1605–1694) 111
 Бунзен Р. (1811–1899) 10
 Бурідан Ж. (бл. 1300–бл. 1358) 80, 81
- Вайнберг С. (нар. 1933) 474, 495
 Василій Великий (IV ст. н. е., бл. 330–379) 123
 Вебер Дж. (1919–2000) 208
 Вебер Е. Г. (1795–1878) 152, 153
 Весселінк А. Дж. (1909–1995) 427
 Відманштеттен А. фон (1753–1849) 280, 281
 Вільсон А. (1714–1786) 221
 Вільсон Р. (нар. 1936) 470
 Він В. (1864–1928) 147–149, 154
 Вірц К. (1876–1939) 469
 Віттен Е. (нар. 1951) 495
 Волков Дж. М. (1914–2000) 329, 331, 458
 Вольтер Ф.-М. А. (1694–1778) 58
 Вольф М. (1863–1932) 272, 352
 Вольф Р. (1816–1893) 224, 225, 227, 228
 Вольф Ч. (1827–1918) 296, 369, 461
 Воронцов-Вельямінов Б. О. (1904–1994) 421
 Всехсвятський С. К. (1905–1984) 259
- Габбл Е. П. (1889–1953) 3, 4, 10, 156, 193, 303, 325, 396, 422, 431, 432, 440, 441, 469, 471, 473, 476, 477, 486, 493, 494
 Галілей Г. (1564–1642) 10, 85, 86, 110, 123, 179, 259–261, 481
 Галле Й. Г. (1812–1910) 120, 264
 Галлей Е. (1656–1742) 274, 277, 396
 Гамов Г. (1904–1968) 4, 469, 470, 484
 Гартманн Й. (1865–1936) 383
 Гаусс К. Ф. (1777–1865) 481
 Гевелій Я. (1611–1687) 15, 38
 Гейгер Х. В. (1882–1945) 193, 205
 Гейзенберг В. (1901–1976) 324
 Гейл А. (Хейл А., нар. 1958) 277
 Гейл Дж. (Хейл Дж., 1868–1938) 224
 Гендерсон Т. Дж. (1798–1844) 95
 Герасименко С. (нар. 1945) 277, 278
 Герасимович Б. П. (1889–1937) 384
 Герман Р. (1914–1997) 470
 Герцшпрунг Е. (1873–1967) 297, 326,

- 451–453, 456, 461
 Гершель В. (1738–1822) 3, 10, 120, 263, 396, 399
 Гесіод (VII–VIII ст. до н. е.) 14
 Гіггс П. (Хіггс П., нар. 1929) 474, 494, 495
 Гізе Т. (1480–1550) 82
 Гіппарх (бл. 190–бл. 120 до н. е.) 9, 10, 13, 38, 39, 89, 90, 153, 396
 Глешоу Ш. (нар. 1932) 474
 Глінер Е. (нар. 1923) 488
 Глушко В. П. (1908–1989) 129
 Гокінг Ст. У. (Хокінг Ст. У., 1942–2018) 331
 Голівуд Дж. (Сакробоско, 1200–1256) 13
 Гоман В. (1880–1945) 135–137
 Гомер (VIII ст. до н. е.) 14
 Грегорі Дж. (1638–1675) 181
 Григорій XIII (1502–1585) 56
 Грумбрідж С. (1755–1832) 352
 Гук Р. (1635–1703) 93, 111, 257
 Гульєльміні Дж. Б. (1763–1817) 95
 Гуревич Л. Е. (1904–1990) 488
 Гут А. Х. (нар. 1947) 488, 489
 Гюйгенс Х. (1629–1695) 96, 110, 262
- Девіс Р. (1914–2006) 206
 Демокріт (бл. 460–бл. 370 до н. е.) 396
 Джинс Дж. Х. (1877–1946) 10, 447–449
 Джонсон Г. (1921–1980) 428
 Діонісій Малий (бл. 470–між 537 і 556 до н. е.) 58
 Дірак П. (1902–1984) 494
 Домініс М. А. де (1560–1624) 85
 Допплер К. (1803–1853) 162, 170, 301–303, 334, 339, 340, 348, 350, 363, 383, 392, 405, 412, 431–434, 468
 Дрейк Ф. (нар. 1930) 353
 Дрепер Г. (1837–1882) 294, 295
- Евдокс (Кнідський, бл. 408–бл. 355 до н. е.) 14
 Евершед Дж. (1864–1956) 221
 Евклід (із Мегари) (435–365 до н. е.) 13, 479, 481, 482, 485, 487, 490, 494
- Еддінгтон А. С. (1882–1944) 486, 487
 Еджворт К. Е. (1880–1972) 269, 274, 276
 Ейлер Л. (1707–1783) 109
 Ейнасто Я. Е. (нар. 1929) 444
 Енглерт Ф. (нар. 1932) 495
 Ератосфен (близько 276–194 до н. е.) 64
 Ері Дж. Б. (1801–1892) 176, 177
 Еспенак Ф. (нар. 1953) 107
- Жевакін С. А.** (1916–2001) 365
- Зеелігер Г. фон (1849–1924) 399, 440, 441, 468
 Зеєман П. (1865–1943) 162, 216
 Зельдович Я. Б. (1914–1987) 428, 429, 438, 474
 Зундман К. (1873–1949) 116
- Іоанн-Павло II (1920–2005) 86
 Ірод I Великий (74–73 до н. е.–4 до н. е.) 58
- Кавендіш Г.** (1731–1810) 114
 Кант І. (1724–1804) 10
 Каптейн Я. К. (1851–1922) 352
 Кассегрен Л. (1629–1693) 180, 181, 186, 189
 Кассіні Д. (1625–1712) 101, 257, 261
 Кек В. М. (1880–1964) 182, 183
 Кело Д. (нар. 1966) 347
 Кельвін лорд (Томпсон В., 1824–1907) 449
 Кеплер Й. (1571–1630) 10, 16, 77, 82, 86–89, 102, 110–114, 121, 125, 135, 179, 210, 233, 250, 261, 265, 293, 333, 334, 341, 343, 346, 349, 350, 353, 376, 408, 435
 Керрінгтон Р. К. (1826–1875) 211
 Кірхгоф Г. (1824–1887) 10, 147, 161
 Клапейрон Б. (1799–1864) 163
 Кларк А. (1832–1897) 347
 Койпер Дж. П. (1905–1973) 120, 266, 269, 274, 276
 Комптон А. Х. (1892–1962) 173, 428
 Кондратюк Ю. В. (1900–1942) 129

- Конт О. (1798–1857) 287
 Коперник М. (1473–1543) 3, 10, 80–85, 110, 250, 469
 Кордилевський К. (1903–1981) 117
 Коріоліс Г. Г. (1792–1843) 95, 96
 Корольов С. П. (1907–1966) 129
 Костянтин (І Великий) (272–337) 56
 Кретьєн А. (1879–1956) 181
 Крісті Дж. (нар. 1938) 267
 Крісті Р. Ф. (1916–2012) 365
 Кузанський М. (1401–1464) 80, 85
- Л**
 Лагранж Ж. Л. де (1736–1813) 116, 117, 119, 121, 345, 381
 Лайман Т. (1874–1954) 159, 160, 391, 392
 Ламберт Й. Г. (1728–1777) 468
 Ландау Л. Д. (1908–1968) 330
 Ланде А. (1888–1976) 162
 Лаплас П. С. (1749–1827) 121, 462
 Левер'є У. Ж.-Ж. (1811–1877) 10, 120
 Леві Д. (нар. 1948) 277
 Лейн Г. (1819–1880) 10
 Лемб У. Ю. (1913–2008) 494
 Леметр Ж. (1894–1966) 4, 484–487, 490
 Леонард Ф. (1896–1960) 274
 Лівітт Г. (1868–1921) 359
 Ліліо Л. (1520–1576) 56
 Лін К. (1916–2013) 417
 Лінде А. Д. (нар. 1948) 488, 489
 Лінден-Белл Д. (1935–2018) 438
 Ловелл П. (1855–1916) 252
- М**
 Магеллан Ф. (1480–1521) 14
 Мазер Дж. (нар. 1946) 491
 Майор М. (нар. 1942) 347
 Мак-Келлар Е. (1910–1960) 470
 Максвелл Дж. К. (1831–1879) 146, 163, 166, 170, 236, 324
 Максудов Д. Д. (1896–1964) 181, 182
 Маркарян Б. Є. (1913–1985) 436, 437
 Маундер Е. В. (1851–1928) 220, 228
 Мах Е. (1838–1916) 484
 Менделєєв Д. І. (1834–1907) 163
 Менелай (Александрійський, 70–140) 13
 Мерсенн М. (1588–1648) 95
- Метон (із Афін, V ст. до н. е.)** 56
Мечніков І. І. (1845–1916) 185
Михайлов О. О. (1888–1983) 38
Мілн Е. А. (1896–1950) 476
Мохоровичич А. (1857–1936) 243
Муханов В. Ф. (нар. 1956) 488
Мюллер В. (1905–1979) 193, 205
- Ніколсон С. Б. (1891–1963)** 221
Новіков І. Д. (нар. 1935) 438
Ньютон І. (1643–1727) 39, 52, 93, 96, 109–111, 114, 121–123, 179–181, 274, 309, 396, 468, 477, 480–483
- Ольберс Г. В. (1758–1840)** 272
Орт Я. Х. (1900–1992) 274, 276, 464
Оппенгеймер Р. (1904–1967) 329, 331, 458
Оппольцер Т. (1841–1886) 107
Орем М. (бл. 1323–1382) 80
Оргіс Х. Л. (нар. 1967) 269
Осіандер А. (1498–1552) 84
- Паренаго П. П. (1906–1960)** 385
Паулі В. (1900–1958) 324
Пашен Ф. (1865–1947) 159
Пензіас А. (нар. 1933) 470
Пенроуз Р. сер (нар. 1931) 331
Перлмуттер С. (нар. 1959) 4, 473
Перо А. (1863–1925) 200
Піацці Дж. (1746–1826) 266, 272
Пікколоміні А. (1508–1578) 14
Піфагор (570–495 до н. е.) 36, 64, 66, 405, 406, 481
Планк М. (1858–1947) 144, 147, 154, 167, 168, 293, 487–489, 495
Платон (428 або 427–348 або 347 до н. е.) 13, 81, 396
Погсон Н. (1829–1891) 151–153, 177, 290, 291
Пойнтінг Дж. (1852–1914) 285
Понтекорво Б. М. (1913–1993) 206
Поуп О. (1688–1744) 264
Птолемея К. (90–168) 9, 13, 77, 78, 82, 85
Пуанкаре А. (1854–1912) 116, 480
Рабінович Д. (нар. 1960) 269

- Райс Ж. (1839–1906) 296, 369, 461
 Ребер Г. (1911–2002) 439
 Рассел А. Х. (нар. 1950) 483
 Расселл Г. Н. (Рессел Г. Н., 1877–1957) 297, 326, 451–453, 456, 461
 Резерфорд Р. (1912–1981) 494
 Релей лорд (Стретт Дж. У. 1842–1919) 147, 171, 173, 177, 258
 Рентген В. К. (1845–1923) 6, 144, 145, 173, 192–194, 223, 227, 228, 331, 356, 374, 375, 378, 381, 382, 397, 402, 428, 429, 436
 Ріман Г. (1826–1866) 480, 481
 Рісс А. (нар. 1969) 4, 473
 Річі Дж. У. (1864–1945) 181
 Річчі-Курбастро Г. (1853–1925) 482, 485
 Ріше Ж. (1630–1696) 92
 Робертсон Х. (1903–1961) 285
 Рош Е. А. (1820–1883) 119, 124, 345–347, 370, 381, 382, 460, 461
- С**алам А. (1926–1996) 474
 Самоський А. (бл. 310–бл. 250 до н. е.) 77
 Сантос-Санз П. (нар. кінець ХХ ст.) 269
 Саха М. (1893–1956) 167, 168
 Сахаров А. Д. (1921–1989) 488, 491–493
 Сейферт К. К. (1911–1960) 436, 437, 440
 Сендідж А. Р. (1926–2010) 471–473
 Сенека Л. А. (4 до н. е.–65 н. е.) 495
 Сіттер В. де (1872–1934) 484–487, 490
 Скалігер Ж.-Ж. (1540–1609) 59
 Скіапареллі Дж. (1835–1910) 252
 Слайфер В. М. (1875–1969) 468
 Смолін Л. (нар. 1955) 495
 Смут Дж. Ф. (нар. 1945) 491
 Созіген (Александрійський, I ст. до н. е.) 56
 Сократ (469–399 до н. е.) 287
 Солпітер Е. Е. (1924–2008) 344, 438
 Сомнер Т. (1807–1876) 63
 Спітцер Л. (1914–1997) 193, 414
 Старобінський О. О. (нар. 1948) 488
 Стефан Й. (1835–1893) 149, 292
- Стремгрен Б. (1908–1987) 391
 Струве О. В. (1819–1905) 384
 Струве Ф. В. (В. Я.) (1793–1864) 95, 384
 Сюняєв Р. А. (нар. 1943) 428, 429
- Т**аллі Р. Б. (нар. 1943) 431
 Темпель Е. В. (1821–1889) 279
 Тейлор Дж. Х. (нар. 1941) 483
 Тимохарис (Александрійський, 320–260 до н. е.) 39
 Тідеман (див. Гізе Т.) 82
 Тіціус Й. (1729–1796) 271, 462, 466
 Томбо К. У. (1906–1996) 120, 267
 Трухільо Ч. (нар. 1973) 269
 Туттль Х. (1837–1923) 279
 Трюмплер Р. (1886–1956) 384
- У**ілер Дж. А. (1911–2008) 331
 Урбан VIII (1568–1644) 85
- Ф**абрі Ш. (1867–1945) 200
 Фаулер Р. Г. (1889–1944) 327
 Фехнер Г. (1801–1887) 152, 153
 Фішер Дж. Р. (нар. 1943) 431
 Фламмаріон К. (1842–1925) 95
 Флемстід Дж. (1646–1719) 15, 375, 376, 396
 Фок В. О. (1898–1974) 488
 Фрідман О. О. (1888–1925) 4, 484–486
 Фуко Ж. Б. Л. (1819–1868) 20, 96
 Фур'є Ж.-Б. Ж. (1768–1830) 184
- Х**аггінс В. (1824–1910) 10
 Халс Р. (нар. 1950) 483
 Хаяші Ч. (1920–2010) 450
 Хейл Дж. Е. (1868–1939) 220, 221
 Хербіг Дж. Х. (1920–2013) 449
 Хілл Дж. У. (1838–1914) 127
 Хлопов М. Ю. (нар. 1951) 494
 Хойл Ф. (1915–2001) 470
 Холл А. (1829–1907) 255
 Христос І. (12–4 до н. е.–26–36 н. е.) 58
 Хьюїш Е. (нар. 1924) 378
- Ц**віккі Ф. (1898–1974) 4, 372
 Цезар Г. Ю. (100–44 до н. е.) 56

Цюлковський К. Е. (1875–1935) 129,
130

Чандрасекар С. (1910–1995) 328, 329,
331, 452, 461, 472

Черенков П. О. (1904–1990) 194, 205,
207

Чернін А. Д. (нар. 1939) 488

Чурюмов К. І. (1937–2016) 277, 278

Шайн Г. А. (1892–1956) 393

Шварцшильд К. (1873–1916) 330, 331,
482

Шварцшильд М. (1912–1997) 401

Шезо Ж. Ф. де (1718–1751) 468

Шейнер Х. (1573–1650) 85

Шекспір В. (1564–1616) 264

Шенберг М. (1914–1990) 452

Шеплі Х. (1885–1972) 3, 396, 469

Шкловський Й. С. (1916–1985) 354,
392, 394, 470

Шмаонов Т. А. (нар. 1930) 470

Шмідт Б. (1879–1935) 181, 196

Шмідт Б. (нар. 1967) 4, 473

Шмідт М. (нар. 1929) 439

Шмідт О. Ю. (1891–1956) 463

Шонберг М. (1472–1537) 82

Шперер Г. (1822–1895) 220

Штарк Й. (1874–1957) 162, 170, 300

Шу Ф. (нар. 1943) 417

Шумейкер К. (нар. 1929) 277

Шумейкер Ю. (1928–1997) 277

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК ¹

- Аберация
- світла 93–95, 285
 - сферична 179
 - хроматична 179, 180
- Азимут світила 22, 23
- Акреція 370, 380, 382
- Альbedo 236, 277, 351
- Аналізатор 203
- Анігіляція 206
- Антенa
- дипольна 187
 - діаграма спрямованості 188, 190
 - параболічна 189, 192
 - синфазна 188, 190
- Антропоцентризм 3, 469
- Антиапекс сонячний 407
- Апекс
- основного руху Сонця 407
 - сонячний 407, 471
 - стандартний 407
- Асоціація
- зоряна 404
 - OB- 404
 - R- 404
 - T- 368, 404
- Астроблема 282, 283
- Астрогнозія 16
- Астрометрія 5, 25
- Астрономічна
- весна 45
 - зима 45
 - літо 45
 - осінь 45
- Астрономія
- гамма- 6, 145
 - гравітаційно-хвильова 6
 - інфрачервона 145, 192
 - нейтринна 6
 - рентгенівська 6, 145, 193
 - ультрафіолетова 193
- Астроспектроскопія 143
- Атмосфера 146
- зір 162, 167, 300, 301, 303, 304, 306, 383, 384
 - планет та їх супутників 138, 145, 227, 236, 238–241, 244–248, 250, 253, 254, 257, 262, 265
 - Сонця 212, 213, 215, 217, 218, 306
 - субзір 325, 326
- Ахондрит кам'яний 279, 280
- Базис** триангуляційної сітки 65
- Балдж 411, 420, 422, 424
- Бар 411, 422
- Барстер 382
- Блазар 437
- Блиск
- амплітуда 336, 257, 361, 362, 372
 - епоха 362, 369
 - – максимуму 336
 - – мінімуму 336, 262
 - крива 358–360, 362, 371, 372
- Бозон
- проміжний векторний 474, 475
 - Гігса 474, 495
 - X- 475, 489, 490
 - Y- 475, 489, 490
- Болід 279, 284
- Болометр 204
- Брекція 250
- Буря магнітна 227
- Вакуум** Айнштайна–Глінера 488
- Великий вибух 469, 488
- Вертикал 19, 23
- перший 19
- Взаємодія
- гравітаційна 435, 474, 494
 - електромагнітна 474
 - сильна 474
 - слабка 474

¹– Цей покажчик доповнює «Зміст», не повторюючи його. У покажчик включені поняття і терміни, які безпосередньо не відображені у «Змісті».

Випромінювання

- видиме (видиме світло) 144
- гравітаційне 208
- інфрачервоне 144, 192, 193, 204
- кривотраєкторне (згинне) 173
- мікрохвильове 144, 187, 428
- нейтрино 205
- нетеплове 146, 258
- перехідне 173
- поляризоване 203
- реліктове 11, 470, 471, 490
- рентгенівське 144, 194, 223
- – галактичні джерела 356
- синхротронне 146, 172, 203, 258
- субміліметрове 187
- теплове 146, 192
- ультрафіолетове 144, 205, 223
- черенковське 207
- γ - 144, 194, 205, 223

Виродження 165, 324

- нерелятивістське 165, 324, 327
- повне 324, 325
- релятивістське 165, 324, 328
- часткове 325

Виток

- висхідний 132
- низхідний 132

Відікон 202

Відносний

- отвір 176
- фокус 176

Відплив 52, 85, 122–124

Візерунок відманштеттенівий 280, 281

Вісь

- полярна 178
- світу 18, 19, 26, 39
- схилень 178

Вітер

- зоряний 301, 303, 384
- сонячний 219, 238, 246
- – повільний 219
- – швидкий 219

Властивість простору

- метрична 478
- топологічна 478

Войд 8, 443, 444, 487

Волокно темне 222

Волоконна оптика 202

Всесвіт

- вічність 467, 468
- геометрія
- – евклідова 479, 481, 490
- – з від'ємною кривиною 479
- – з додатною кривиною (сферична) 478
- «пульсуючий» 479

Вторинно-електронний помножувач (ВЕП) 205

Вузол

- висхідний 88
- галактичний 398
- місячної орбіти 100, 101
- низхідний 88

Газ

- вироджений 165, 324, 327
- ідеальний 163, 311–313, 323–325, 327

Галактика

- активна 436, 438
- еліптична 422, 423, 425, 433, 434, 436, 437, 441
- – карликова 422, 441
- компактна 426
- лінзоподібна 425
- неправильна 422, 425, 426, 437, 441
- пекулярна 425
- – асиметрична 425
- – дископодібна 425
- – кільцева 425
- спіральна 376, 409, 416–418, 420, 422–425, 430–436, 441

Галактики 421, 422

- взаємодіючі 426, 442
- Маркаряна 436
- Сейферта 436
- типу *BL* Ящірки 437

Гало Галактики 420

Гамма-квант 144, 194, 457

- Гармоніка 493
Геліостат 229
Геокорона гідрогенова 244
Гідросфера 232, 244
Гіперсенсифілізація 197
Гіпотеза
– зіткнення 465
– конденсаційна 447
Глобула 386
Годинний кут світила 23–25, 36
Годинник
– поправка 62
– хід 62
Головна послідовність 298, 299, 301, 401, 450, 451
Гоманівська (котангенціальна) траєкторія 135
Гора
– Олімп 231, 253, 254
– шатроподібна 249
Горизонт
– математичний 17, 18, 26
– подій 331
Грабен 252
Гравітаційна лінза 143, 349, 429
Гравітаційне червоне зміщення 482
Гравітон 494
Градiєнт температури 219
– адіабатичний 313
– структурний 313
Гранула 215
Грануляція 215
Група
– галактик 441
– – Місцева 441, 471
– рухома 404
Густина енергії 470, 488, 489
- Деферент 77–79, 82
Диск
– газовий 346, 347, 463
– протопланетний 231, 351–354, 463–466
Дисперсія спектрографа
– лінійна 201
– – зворотна 201
Діаграма
– Габбла 432
– – «камертонна» 422
– Герцшпрунга–Расселла («спектральний клас–світність» або «колір–абсолютна зоряна величина») 297–299, 326, 449–453, 456, 461
Діаметр вхідного отвору (апертура) 175
Діапазон
– декаметровий 187
– дециметровий 187
– динамічний 195, 196
– інфрачервоний 138, 144, 159, 192, 240, 378, 397
– метровий 187
– міліметровий 187
– рентгенівський 144, 192, 378
– сантиметровий 187
– субміліметровий 187
– ультрафіолетовий 144, 192, 378
Діджікон 202
Діоптрія 176
Діра
– корональна 219, 222
– чорна 374, 381, 401, 439, 458
– – випаровування 331
Доба
– зоряна 21, 47, 54
– сонячна 21, 47, 53, 54
– – середня 48
– – справжня 47
Довгота
– висхідного вузла 88
– галактична 398, 399
– географічна 21, 24, 29, 63, 64
– екліптична 25, 41
Довжина
– вільного пробігу 149, 166
– хвилі джинсівська 448
Еволюція 6, 143, 233, 347, 446, 448–

461, 466, 494

Екватор

- галактичний 398
- земний 18
- небесний 18, 29, 40, 45

Екзопланета 347–353, 466

Екліптика 20

Екосфера 354

Екстинкція атмосферна 153

Електрофотометр зоряний 197

Елонгація

- найбільша західна 75
- найбільша східна 75

Емульсія

- інфрахроматична 197
- панхроматична 197
- фотографічна 196
- ядерна 194

Епіцикл 77–79, 82

Епоха 57

Ера 57, 58

Ескарп 239

Ефект

- Вільсона 221
- Евершеда 221
- Комптона 173
- – зворотний 173
- парниковий (тепличний, оранжерейний) 236, 241, 246, 247
- Пенроуза 331
- Пойнтінга–Робертсона 285
- потемніння сонячного диска до його краю 213, 214
- Сяняєва–Зельдовича 428, 429

Ефемериди 88, 100

Закон

- Бугера 151
- Вебера–Фехнера 152, 153
- Габбла 431, 432, 471, 476, 477
- експоненціальний 484
- зміщення Віна 148, 154
- Кассіні 101
- Кірхгофа 147, 161
- Стефана–Больцмана 149, 292

– Шперера 220

Залежність Галлі–Фішера 431

Залишок спалаху наднової 374, 375, 389, 393, 437

Затемнення

- центральне 104
- часткове 104

Захід

- геліакічний 69
- космічний 69

Збудження

- ударне 158
- фотозбудження 158

Збурення (нерівність) 119

- вікове 119
- довгоперіодичне 120
- періодичне 119

Зеніт 17–22, 29, 31, 36, 47, 63, 64, 131, 153, 154, 177

Зенітна відстань 23, 33, 64, 65, 69, 153

Зіниця 152, 175

Знак геодезичний 65

Зона

- місячних затемнень 105
- сонячних затемнень 105
- перехідна 218
- Стремгрена 391

Зоретрус 380

Зоря

- «бігун» 409, 410
- біла 295
- блакитний бродяга 401, 402
- гігант 7, 293, 298
- – гілка 298, 401
- гіпергігант 298
- голубувато-біла 295
- жовта 295
- жовтувато-біла 295
- змінна
- – еруптивна
- – – типу Вольфа–Райє (WR) 296, 369, 461
- – – ВУ Дракона 303, 369
- – – FK Волосся Вероніки 369
- – – FU Оріона (фуор) 369
- – – R Північної корони 356, 372

- – – RW Візничого 368
 - – – SX Овна (гелієва) 303, 369
 - – – Т Оріона 368
 - – – Т Тельця 357, 367, 368, 404, 449
 - – – U Близнят (або SS Лебедя – карликові нові) 347, 357, 370
 - – – UV Кита 303, 356, 357, 367–369
 - – – Z Андромеди (симбіотична) 370, 372
 - – – α^2 Гончих Псів 369
 - – катаклізмична 376
 - напівправильна 357, 362, 364, 411
 - типу Міри Кита (мірида) 362, 364–366
 - – – RR Ліри (лірида) 357, 360, 361, 401, 428, 430
 - – – RV Тельця 357, 362, 364
 - – – SX Фенікса 362, 364
 - – – W Діви (віргініда) 357, 360
 - – – ZZ Кита 362, 364
 - – – α Лебедя 361, 364
 - – – β Великого Пса (або β Цефея) 361, 364
 - – – δ Цефея (цефеїда) 357–359
 - – – δ Щита 361, 362
 - – фізично 356, 357
 - карбонова 296
 - карлик
 - нормальний 298
 - надгігант 293, 298, 301
 - оранжева 296
 - субгігант 298, 328, 460
 - субкарлик 299, 362
 - типу Алголя (β Персея) 336–338
 - – β Ліри 337, 338, 346
 - – W Великої Ведмедиці 337, 338, 346
 - червона 296, 326, 351
 - яскравий гігант 298
 - видима 152–154
 - болометрична 157, 291
- Ілем** 469
- Інтеграл енергії** 112
- Інтерферометр**
- двохантений 190
 - оптичний зоряний 183, 184, 292
 - Фабрі–Перо 200
- Іоносфера** 245, 258
- Календар**
- місячний 55, 56
 - місячно-сонячний 55, 56
 - сонячний 55
 - григоріанський (новий стиль) 57
 - юліанський (старий стиль) 56
- Кальдера** 249
- Камасит** 280
- Камера**
- електронна 201–202
 - іскрова 194, 205
- Кассіні щілина** 261
- Квадратура**
- західна 98
 - східна 98
- Квазаг** 440
- Квантовий вихід** 195–198
- Класифікація Гарвардська** 294
- Коефіцієнт**
- випромінювання 146, 147
 - метричний 482
 - непрозорості 313, 365, 366
 - поглинання 146, 147, 385, 386
 - променистої теплопровідності 311, 313
- Колапс гравітаційний** 458
- Коливання сахаровські** 491
- Коліматор** 200
- трубчастий 194
- Колір зорі** 154
- надлишок 386
- Коло**
- галактичної широти 398
 - годинне 19

- екліптичної широти 20
- коротації 417
- рівнодення 24
- схилень 19
- широти 25
- Компонент
 - магнітного поля
 - – полоїдальний 225
 - – тороїдальний 225
 - тензора енергії-імпульса 482
 - – швидкості речовини у 4-просторі 482
 - швидкості паралактичний 406
- Конвекція 257, 310, 321, 322, 450–455
 - елемент 215, 216, 219, 453
- Континуум 160
 - бальмерівський 161
 - лайманівський 160, 391
- Концентрація галактична 400
- Кон'юнкція 98
- Координати супутні 485
- Кордильери 249
- Корона галактична 420
- Коронограф позатемнюваний 187, 216
- Космічне
 - землезнавство 138
 - метеорологія 139
- Космічно-орбітальна індустрія 141
- Космологія релятивістська 468, 480
- Космомікрофізика 494
- Кратер 62, 221, 239, 241, 249–255, 282, 283
- Крива
 - блиску 336–338, 358–361
 - променевої швидкості 339, 341, 342, 359
- Кривина 479, 481, 490
 - інваріант 482
 - простору 479, 493
 - – від'ємна 481
 - – гауссова (повна) 478
 - – додатна 479
 - – нульова 479
- Критерій Релея 177
- Критичне значення густини 478
- Кришталік 175
- Кульмінація світила 21
- Кутове збільшення телескопічної системи 176
- Лінія
 - вузлів 100
 - геодезична 481
 - емісійна спектральна 158
 - – небулярна 390
 - – заборонена 391
 - інтенсивність 169
 - – залишкова 169
 - крила 169
 - поглинання 168
 - – профіль 168, 169
 - полуденна 18
 - прямовисна 17
 - телурична 212
 - фідерна 187
 - фраунгоферова 212, 213
 - ширина 169, 170
 - – доплерівська 170
 - – еквівалентна 169, 170, 302
- Літосфера 248
- Літочислення 57, 58
- Лічильник
 - Гейгера–Мюллера 193, 205
 - сцинтиляційний 194
 - фотонів 193, 195, 197
 - черенковський 194
- Маар 249
- Магнітопауза 246
- Магнітосфера 245, 246
- Мазер 204
 - космічний 392
- Макросвіт 467
- Маса
 - планети мінімальна 231, 232
 - повітряна 154
 - прихована (темна матерія)

- 409, 434, 435, 444
- Маскон 250
- Материк 138, 243, 249–251
- Межа
- Оппенгеймера–Волкова 329, 331, 458
 - Роша 124
 - Чандрасекара 328, 329, 331, 461, 472
 - Шенберга–Чандрасекара 452
- Мезосфера 245
- Меридіан
- грінвіцький (нульовий) 24, 50
 - небесний 18, 21, 31, 48, 54, 62, 64, 124
- «Метелики Маундера» 220
- Метод
- аналізу розподілу енергії в спектрах 351
 - аналізу зміни частоти змінності деяких типів змінних зір 350
 - астрометричний 347
 - визначення орбіти 88
 - гравітаційного лінзування 349
 - з надовгою базою 6, 191
 - отримання прямих зображень 350
 - променевих швидкостей 348
 - різницевий 320
 - річних паралаксів 289
 - Сомнера 63
 - транзитів 348
 - триангуляції 65, 66
- Мікросвіт 467
- Мінімум маундерівський 228
- «Місцевий міхур» 415
- Місяць
- аномалістичний 102
 - синодичний 55, 56, 76, 83, 84, 99, 106
- Місяць
- новий (кон'юнкція) 98
 - повний (повня) 98
- Модель
- Всесвіту 476, 483
 - – Айнштайна–де Сігтера 485, 486, 490
 - – де Сігтера 484, 485, 487, 490
 - – Еддінгтона–Леметра 486, 487
 - – Леметра 485, 486, 490
 - – замкнута (замкнута) 478, 479
 - – інфляційна 485, 487, 488
 - – нестатична 484–486
 - – статична 483, 484
 - гео-геліоцентрична 86
 - геоцентрична 77–80
 - «маяка» 379
 - острівного Всесвіту 468
- Модуль відстані 290, 430
- Молодик 98
- Момент проходження планети через перигелій 88
- Монтування
- азимутальне 178
 - американське (вилкове) 178
 - англійське 178
 - екваторіальне 178
 - німецьке 178
- Море 249–251, 253
- Мультиплет 493
- Надир 17–19
- Надкупчення 6, 441, 449
- Накладний круг 68
- Населення
- I типу 410
 - II типу 410
- Незбурений рух 119
- Об'єкт Хербіга–Аро 449
- Об'єктив 175, 176, 186
- Обертання
- диференційне 212, 225, 226
 - синхронне 101
- Обрив 239, 250
- Одиниця
- астрономічна 7, 87, 237, 288,

- 342, 343
- планківська 487
 - – густини 487
 - – довжини 487
 - – маси 487
 - – часу 487
- Окуляр 93, 176
- Опромінювач 189
- Оптика
- адаптивна 183
 - активна 182
- Оптична глибина 150
- Орбіта
- апоастр 333
 - апогей 100, 126
 - афелій 88
 - велика піввісь 86, 88, 237, 333–335, 339, 341, 342
 - гіперболічна 112, 114
 - ексцентриситет 88, 113, 115, 237, 333, 339, 342, 353
 - еліптична 48, 102, 111–113, 119, 126
 - колова 111–113, 350
 - нахил 88, 89, 100, 121, 122, 125, 131, 333, 335
 - оскулююча 119
 - параболічна 112
 - периастр 208, 333–335, 339, 483
 - перигей 100, 102, 126
 - перигелій 88, 277
 - – кутова відстань 88
- Освітленість 152, 153, 176, 290
- Парадокс**
- віріальний 444
 - гравітаційний 468
 - космологічний 468
 - термодинамічний 468
 - фотометричний 468
- Паралакс**
- горизонтальний 91
 - екваторіальний горизонтальний 91
 - річний 92–95, 288, 289, 405
- Паралактичне зміщення 91
- Парсек 7, 288–290
- Пасажний інструмент 62
- Перемичка (бар) 419, 422–425
- Перетворювач
- електронно-оптичний (ЕОП) 202
 - – каскадний 202
- «первісний атом» 484
- Період
- затемнювано-змінної 336
 - сидеричний (зоряний) 83, 135, 237, 408
 - синодичний 76, 83, 84
- Питома інтенсивність 147, 151
- Підсилювач 204
- Підсистема
- проміжна 411
 - сферична 410
- Пік акустичний 491
- Піксель 198
- Планета**
- верхня 76
 - гігант 235, 237, 256–265
 - гідрогено-гелієва 231, 235, 352, 353
 - земної групи 237–248, 251–256
 - нижня 75
 - карликова 230, 266–270
 - класична 230
 - конфігурація 74
 - льодяна 231, 232, 235, 352
 - силікатна 231, 232, 352
 - силікатно-металева 231, 232, 237, 352
- Планетезималь 354, 464
- Плеріон 374, 376

- Плита тектонічна 243, 244
- Площина галактична 384, 388, 398, 415
- Плутино 120
- Пляма
- Велика темна 265
 - Велика червона 257, 258
 - сонячна 219–221, 223, 234
 - – ведуча (головна) 219
 - – група 219, 224
 - – – біполярна 221
 - – півтінь 219
 - – хвостова 219
 - – ядро 219
- Поверхня
- критична Роша 119, 345, 460
 - Мохоровичича 243
 - нескінченного червоного зміщення 331
 - Сонця 214
- Повня 98, 99
- Позиційний кут 203, 333
- Показник кольору (колор-індекс) 155, 386, 403
- Показник спектра мас 344
- Поле скалярне Гігса 494, 495
- Політропа 310, 327, 328
- Полюс
- галактичний 398
 - географічний 18
 - екліптики 20
 - світу 18, 21, 29, 36, 38, 178, 333
 - поляр 382
- Поляризація світла 203, 282, 440
- міжзоряна 392, 393
- Поляриметр 203
- Пóра 219
- Порожняна Роша 119, 345–347, 370, 381, 382, 460, 461
- Потенціал
- збудження 158, 168
 - іонізації 160, 161, 167, 365
- Потік
- випромінювання в центрі лінії 169
 - зоряний 404, 405
 - речовини 218, 346, 347, 367, 440
 - світловий 34, 151, 175
- Потрійний α -процес 316, 317
- Пояс
- астероїдів 271, 272
 - Еджворта–Койпера 269, 276
 - радіаційний 245, 262
- Правило Тіціуса–Бодє 271, 462, 466
- Приймач
- ІЧ випромінювання 204
 - – піроелектричний 205
 - – тепловий 204
 - – фотонний (квантовий) 204
 - телевізійний 205
- Прикладна година 124
- Прилад
- із зарядовим зв'язком (ПЗЗ) 198
 - з інжекцією заряду (ПЗІ) 198
- Принцип
- заборони Паулі 324
 - космологічний однорідності й ізотропності 476
 - Маха 484
- Пристрій з накопиченням зображення 205
- Проблема
- горизонту (кривини) 487, 490
 - евклідовості геометрії (плоского простору Всесвіту) 487, 490
 - ентропії 487, 489
 - зарядової асиметрії 487, 489
 - однорідності і первинних флуктуацій (утворення галактик) 487
 - сингулярності 488
- Провал Шварцшильда 401

- Простір
- нескінченність 468
 - розширення 469
- Протистояння 76, 98
- велике 92
- Протуберанець 222, 223, 226
- Процес
- нейтронізації 457
 - реіонізації 448
 - тунельний 318
 - фотодисоціації 329
 - *e*- 458
 - *H*- 458
 - *p*- 459
 - *r*- 459
 - *s*- 458
 - *X*- 459
 - α - 458
 - ν - 459
- Пряма стіна 250
- Пряме піднесення (сходження) 24, 38, 44, 49, 64, 68, 378
- Радіант метеороного потоку 278, 279
- Радіоастрономія 6, 145, 187–192, 203–205
- Радіовипромінювання
- Галактики 394
 - реліктове (космічний мікрохвильовий фон) 11, 470, 471, 490
 - Сонця 223
- Радіометр 203, 204
- Радіоприймач 187, 203
- Радіохвилі 144, 147, 412
- Радіус
- гравітаційний (сфери Шварцшильда) 330
 - коротації 417
- Революція в астрономії 469
- Реголіт 250
- Редукція до зеніту 153
- Реєстратор 187, 203
- Реіонізація 448
- Рекомбінація 160, 161
- Релятивістські електрони 147, 172, 203, 394, 438
- Ретикон 198
- Рефлектор 179–181, 187, 191–196
- Рефрактор 10, 179, 192
- Рів 249
- Рівновага
- гідростатична 219, 308, 309, 323
 - термодинамічна 146
 - – локальна 168
 - – повна 168
 - хімічна 325
- Рівнодення
- весняне 45, 56, 57
 - осіннє 45
- Рівняння
- гідростатичної рівноваги 309, 310, 312, 327, 328
 - Клапейрона–Менделєєва 163
 - переносу 150
 - стану 163, 165, 234, 310–312
 - фотоефекту 160
 - Фрідмана 485
- Рік
- галактичний 409
 - драконічний 105
- Рілля 252
- Роздільна здатність 176, 177, 184, 189–192, 201
- Розподіл Максвелла 146, 163, 166, 170, 236
- Розсіювання
- комптонівське 173, 428
 - плазмових хвиль на релятивістських електронах 173
- Рукав
- Косинця 414
 - Оріона–Лебеда 415
 - Персея 415, 418
 - спіральний (вітка) 410, 411, 417, 419, 422

- Стрільця–Кіля 415
 - Щита–Південного Хреста (Щита–Кентавра) 414
- Сарос 106, 107
- Світлосила геометрична 176
- Світлофільтр 199, 200
- Світність 211, 288–293
- «свічка» стандартна 429–431
- Сейсмограф 243
- Сейсмологія 243
- Секстант 63
- Сенсибілізація 197
- Серджи 223
- Серія
- Бальмера 159, 295, 392
 - Бреккета 159
 - Лаймана 159, 392
 - Пашена 159
- Сигнал геодезичний 65
- Сила
- відцентрова 95, 96, 110, 111, 483
 - відштовхування 484, 486
 - збурювальна (пертурбаційна) 119
 - оптична 176
 - проникна 177
- Сингулярність 488
- Система
- Кассегрена 180, 181
 - куде 180
 - Максусова 181, 182
 - Ньютона 179–181
 - Річі–Кретьєна 181
 - телевізійна 201, 202, 205
 - Шмідта 181
- Сітка хромосферна 217
- Склад хімічний 5, 143, 161, 170, 240, 288, 304–307
- Скупчення галактик 8, 428, 429, 435, 441, 442
- Смуга повної фази затемнення 103
- Сонцестояння
- зимове 45, 47
 - літнє 45, 47
- Сонячні космічні промені 223
- Спалах
- гелієвий 455
 - сонячний 187, 219, 223, 368
- Спекл-інтерферометрія 184, 341
- Спектр
- мас 344
 - потужності 492, 493
- Спектрограф
- дифракційний 200, 201
 - призмовий 200, 201
- Співвідношення невизначеностей Гейзенберга 324
- Спікула 217, 218
- Сполучення 76, 98, 104
- верхнє 75
 - нижнє 75, 89
- Спреї 223
- Стадія
- інфляційна 485, 487–490
 - прискореного розширення 4, 485
 - розширення 468–473
- Стала
- абераційна 94
 - Больцмана 147, 167, 312, 448
 - Габбла 431, 432, 476, 486, 487, 493, 494
 - космологічна 483–486
 - Планка 144, 167, 487, 495
 - Стефана–Больцмана 149
 - часу 195
- Стан
- Всесвіту
 - статичний 480
 - метастабільний 391
 - сингулярний 484, 487, 488
- Стиль
- літочислення 57
 - новий 57

- старий 57
- Стояння 76
- Стратосфера 245
- Структура комірчаста 443
- Ступінь поляризації 203
- Супервідікон 202
- Супергрануляція 215
- Суперортикон 202
- Супутник
 - галілейовий 259, 260
 - невидимий 328, 331, 347
 - нерегулярний 258
 - регулярний 258, 259
- Супутники
 - зв'язку 140, 141
 - навігаційні 139
- Сфера
 - останнього розсіювання 491–493
 - Хілла 127
- Схилення 23–25
- Схід
 - акронічний 69
 - геліакічний 69
- Сяйво полярне 227, 246
- Таласоїд 250
- Темна
 - енергія 4, 8, 11, 473, 493, 494
 - матерія 8, 11, 409, 434, 435, 444, 493, 494
- Темнова адаптація 175
- Температура
 - випромінювання 168
 - електронна 168
 - ефективна 149, 157, 288, 292–298, 300, 301, 328, 358, 427, 449–451, 460, 461
 - збудження 168
 - іонізації 168
 - кінетична 168
 - колірна (спектрофотометрична) 154
 - яскравісна 154
- Тензор
 - енергії–імпульса 482
 - Річчі 482, 485
 - фундаментальний метричний 482
- Теніт 280
- Теодоліт 61–63, 67
- Теорема
 - Зеелігера 399, 440, 441
 - про віріал 444
- Теорія
 - М- 495
 - струн 493, 495
- Термінатор 99
- Тип населення 410
- Типовий час пробігу 167
- Тіло
 - метеорне 278
 - чорне 146–149, 154, 211, 470
- Точка
 - весняного рівнодення 20–25, 38, 39, 42–46, 53, 54, 88, 100, 101, 122
 - заходу 18, 40, 46
 - сонцестояння 20
 - Лагранжа (лібрації) 117, 118
 - – внутрішня 119, 345
 - – колінеарна 117
 - – тригональна 117
 - осіннього рівнодення 39, 44, 45, 72
 - півночі 18, 29, 34
 - півдня 18, 23, 29, 47, 69
 - повороту 401, 402
 - сходу 18, 19, 34, 46, 69
- Трек еволюційний 449–451, 453
- Трикутник
 - астрономічний 37
 - сферичний 35–37
- Тріщина 249
- Тропік
 - північний (Рака) 47
 - південний (Козорога) 47
- Тропосфера 245

- Утвори руслоподібні 253
- Факел** 219, 221, 226–228
- Факельне поле 221
- Фактор**
- Ланде 162
 - масштабний 476, 480, 482, 485–487, 492
- Ферміон 324, 474
- Флокула 221
- Фокусна відстань 175, 176
- еквівалентна 178
- Формула**
- Больцмана 167
 - Віна 147, 148
 - Дрейка 353
 - косинуса сторони 35
 - п'яти елементів 35
 - Релея–Джинса 147, 258
 - Саха 167, 168
 - синусів 35
 - Ціолковського 129, 130
- Фотогеліограф 187
- Фотодисоціація 329
- Фотометр фотоелектричний 197
- Фотон 144–146, 149, 158, 170, 173, 470–474, 482, 484, 487, 490
- Фотопомножувач 197, 198, 202
- Фоторозщеплення 329
- Функція**
- блиску
 - – диференціальна 399
 - – інтегральна 399
 - мас 344
 - – подвійної зорі 343
 - світності 291
- Характеристика приймача випромінювання**
- світлова 195
 - спектральна 195
- Хвилі**
- гравітаційні 205, 207, 208
 - густини 417
 - поздовжні 173, 243
 - поперечні 173, 243
 - сейсмічні 243
- Хмара**
- газова 387, 444
 - Оорта 274, 276, 464
- Хондра 280
- Хондрит
- вугільчастий 281
 - кам'яний 279, 280
- Целостат** 186
- Цикл**
- віковий 225
 - магнієво-алюмінієвий 316
 - метонів 56
 - неонов-натрієвий 316
 - Гейла 224
- Час**
- всесвітній
 - – координований 52
 - гідродинамічний 308
 - грінвіцький зоряний 21
 - декретний 50
 - динамічний
 - – земний 52
 - – баріцентричний 52
 - космологічний (габблівський) 476
- Чверть**
- перша 98
 - остання (третя) 98
- Число Вольфа** 224, 227
- Чутливість** 188, 195, 204
- поріг 195
- Шапка полярна** 254, 255
- Шар озоновий** 245–247
- Швидкість**
- відриву 114

- друга космічна 114, 211
- зорі пекулярна 406, 408
- колова 95, 111, 113, 127, 128
- параболічна 113, 114, 127, 128
- перша космічна 113, 125
- променева 162, 339–342, 348, 406, 412, 427
- речовини у 4-просторі 482
- тангенціальна 405, 406

Широта

- галактична 398
- географічна 24, 63, 70, 132
- екліптична 25

Шпора Оріона 415

Шум 195, 198, 204, 378

Юліанські дні 58, 59**Ядро**

- Галактики 418, 419
- Землі
- – внутрішнє 243
- – зовнішнє 243
- кометне 274, 276, 277, 279, 284
- лінії 169
- сонячної плями 219

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.

ВСТУП

1. Предмет астрономії. Підрозділи астрономії.....5
2. Загальна картина будови Всесвіту.....6
3. Виникнення і розвиток астрономії.....8

Частина I. ОСНОВИ СФЕРИЧНОЇ ТА ПРАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ

Розділ 1. Небесна сфера. Системи небесних координат

- 1.1. Зоряне небо. Сузір'я.....14
- 1.2. Небесна сфера. Основні точки і кола на ній.....16
- 1.3. Обертання небесної сфери. Кульмінації світил.....20
- 1.4. Поняття про добу. Зоряний час.....21
- 1.5. Системи небесних координат.....21
- 1.6. Кутова висота полюса світу над горизонтом.....25
- 1.7. Висота світила в меридіані. Умови перебування світила над горизонтом.....31
- 1.8. Атмосферна рефракція. Мерехтіння зір. Приклади.....33
- 1.9. Елементи сферичної геометрії.....35
- 1.10. Паралактичний трикутник. Перетворення координат.....36
- 1.11. Карти зоряного неба. Каталоги.....38
- 1.12. Прецесія і нутація.....38

Розділ 2. Рух Сонця. Вимірювання часу

- 2.1. Видимий річний рух Сонця на небі. Зоряний і тропічний рік.....43
- 2.2. Пори року і теплові пояси.....45
- 2.3. Сонячна доба. Сонячний час. Рівняння часу.....47
- 2.4. Поясний, всесвітній і літній час.....50
- 2.5. Ефемеридний (динамічний) і атомний час.....51
- 2.6. Зв'язок між сонячним і зоряним часом.....53
- 2.7. Астрономічні основи календаря. Типи календарів.....55
- 2.8. Календарні ери. Хронологія.....57

Розділ 3. Елементи практичної астрономії

3.1. Кутомірні інструменти. Астрономічні годинники. Служба часу.....	60
3.2. Визначення географічних координат спостерігача.....	63
3.3. Довжина дуги земного меридіана. Форма і розміри Землі.....	64
3.4. Рухома карта зоряного неба.....	68
3.5. Визначення моментів сходу і заходу світил.....	68
3.6. Визначення полуденної лінії. Сонячний годинник.....	70
3.7. Зоряний годинник.....	71

Частина II. КІНЕМАТИКА СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ

Розділ 4. Будова Сонячної системи і рухи планет

4.1. Видимі рухи і конфігурації планет.....	74
4.2. Система світу Птолемея.....	77
4.3. Геліоцентрична модель світу.....	79
4.4. Пояснення видимих рухів планет. Рівняння синодичного руху.....	82
4.5. Утвердження геліоцентричного світогляду.....	84
4.6. Закони Кеплера. Елементи орбіт планет.....	86
4.7. Добовий паралакс. Масштаби Сонячної системи.....	89
4.8. Докази обертання Землі та її руху навколо Сонця.....	92

Розділ 5. Рух Місяця. Затемнення

5.1. Видимий рух, конфігурації і фази Місяця.....	97
5.2. Орбіта Місяця. Дракони́чний місяць.....	99
5.3. Власне обертання Місяця. Лібрації.....	101
5.4. Покриття світил Місяцем. Сонячні і місячні затемнення.....	103
5.5. Частота і періодичність затемнень.....	105

Частина III. ЕЛЕМЕНТИ НЕБЕСНОЇ МЕХАНІКИ І ДИНАМІКИ КОСМІЧНИХ ПОЛЬОТІВ

Розділ 6. Основи небесної механіки

6.1. Закон всесвітнього тяжіння.....	110
6.2. Задача двох тіл.....	112
6.3. Узагальнений третій закон Кеплера. Визначення мас небесних тіл.....	114

6.4. Задача трьох і більше тіл.....	115
6.5. Поняття про збурений рух. Відкриття нових планет.....	119
6.6. Проблема стійкості Сонячної системи.....	120
6.7. Система Земля–Місяць: припливні ефекти.....	121

Розділ 7. Елементи космонавтики

7.1. Космічні швидкості.....	125
7.2. Елементи практичної космонавтики.....	129
7.3. Умови видимості штучного супутника Землі.....	131
7.4. Польоти космічних апаратів до Місяця і планет.....	135
7.5. Практичні здобутки космонавтики.....	138

Частина IV. ОСНОВИ ТЕОРЕТИЧНОЇ ТА ПРАКТИЧНОЇ АСТРОФІЗИКИ

Розділ 8. Елементи теоретичної астрофізики

8.1. Електромагнітне випромінювання.....	144
8.2. Закони випромінювання і поглинання світла.....	146
8.3. Принципи астрофотометрії. Формула Погсона.....	151
8.4. Колориметрія. Фотометричні системи.....	154
8.5. Елементи теорії атомних спектрів.....	157
8.6. Ефекти Доплера, Зеємана і Штарка.....	162
8.7. Газові закони.....	163
8.8. Основи спектрального аналізу та його результати.....	168
8.9. Нетеплові механізми випромінювання.....	171

Розділ 9. Телескопи

9.1. Загальні характеристики телескопів.....	175
9.2. Системи оптичних телескопів.....	179
9.3. Сонячні телескопи.....	185
9.4. Радіотелескопи і радіоінтерферометри.....	187
9.5. Телескопи ІЧ-, УФ- та Х-діапазону.....	192

Розділ 10. Методи і прилади реєстрації випромінювання небесних тіл

10.1. Приймачі випромінювання.....	195
10.2. Допоміжні прилади.....	199
10.3. Методи реєстрації енергії у позаоптичних діапазонах.....	203
10.4. Нейтринні і гравітаційно-хвильові детектори.....	205

Частина V. ФІЗИЧНА ПРИРОДА ТІЛ СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ

Розділ 11. Сонце

11.1. Основні параметри Сонця. Сонячна стала.....	210
11.2. Спектр і хімічний склад Сонця.....	212
11.3. Фотосфера.....	213
11.4. Хромосфера і корона Сонця. Сонячний вітер.....	216
11.5. Сонячна активність.....	219
11.6. Циклічність сонячної активності.....	224
11.7. Причина сонячної активності.....	225
11.8. Зв'язок між рівнем сонячної активності і земними явищами.....	227
11.9. Безпосереднє використання сонячної енергії.....	228

Розділ 12. Планети та їх супутники

12.1. Визначення поняття «планета».....	230
12.2. Елементи фізики планет.....	234
12.3. Загальні характеристики планет.....	237
12.3.1. Меркурій.....	237
12.3.2. Венера.....	239
12.3.3. Система Земля–Місяць.....	242
12.3.4. Марс.....	251
12.3.5. Юпітер.....	256
12.3.6. Сатурн.....	260
12.3.7. Уран.....	263
12.3.8. Нептун.....	264
12.3.9. Карликові планети.....	266

Розділ 13. Малі тіла Сонячної системи: астероїди, метеороїди, комети, міжпланетний пил

13.1. Астероїди.....	271
13.2. Комети.....	274
13.3. Метеори і метеорні потоки.....	278
13.4. Метеорити.....	279
13.5. Астероїдна загроза.....	283
13.6. Зодіакальне світло і протисяйво.....	285

 Частина VI. ФІЗИКА ЗІР, СУБЗІР ТА ЇХ СИСТЕМ. ФІЗИКА ТУМАННОСТЕЙ
Розділ 14. Спостережувані характеристики зір

14.1. Відстані до зір.....	288
14.2. Абсолютна зоряна величина. Світності зір.....	289
14.3. Температури і радіуси зір.....	292
14.4. Маси зір.....	293
14.5. Спектри зір. Спектральна класифікація.....	294
14.6. Діаграма «спектральний клас–світність». Класи світності.....	297
14.7. Ефекти обертання, турбулентності, магнітного поля і атмосферної стратифікації елементів у спектрах зір.....	301

Розділ 15. Внутрішня будова зір

15.1. Механічна і теплова рівновага зір.....	308
15.2. Джерела зоряної енергії.....	314
15.3. Ефективність виділення енергії в pp- та CNO-циклах.....	318
15.4. Моделі зір.....	320

Розділ 16. Компактні зорі

16.1. Субзорі.....	323
16.2. Білі карлики.....	326
16.3. Нейтронні зорі.....	328
16.4. Поняття про чорні діри.....	330

Розділ 17. Кратні зоряні та субзоряні системи. Планетні системи

17.1. Загальні характеристики кратних систем.....	332
17.2. Візуально-подвійні зорі.....	334
17.3. Затемнювано-подвійні зорі.....	336
17.4. Спектрально-подвійні зорі.....	338
17.5. Визначення мас компонентів подвійних систем.....	341
17.6. Особливості будови тісних подвійних систем.....	345
17.7. Планетні системи. Методи пошуку екзопланет.....	347
17.8. Властивості екзопланетних систем. Проблема SETI.....	351

Розділ 18. Пульсуючі змінні зорі

18.1. Класифікація змінних зір.....	356
18.2. Цефеїди, віргініди і ліриди.....	357
18.3. Інші типи пульсуючих змінних.....	361
18.4. Елементи теорії зоряних пульсацій.....	363

Розділ 19. Еруптивні змінні зорі

19.1. Карлики пізніх класів.....	367
19.2. Зорі, змінність блиску яких зумовлена обертанням.....	369
19.3. Нові і новоподібні зорі.....	370
19.4. Наднові зорі.....	372
19.5. Пульсари.....	378
19.6. Рентгенівські змінні зорі.....	381

Розділ 20. Фізика туманностей

20.1. Дифузна матерія в Галактиці. Міжзоряне поглинання світла.....	383
20.2. Туманності.....	388
20.3. Фізичні процеси в емісійних туманностях. Зони НШ.....	390
20.4. Магнітні поля у міжзоряному середовищі. Космічні промені.....	392

Частина VII. ОСНОВИ ГАЛАКТИЧНОЇ І ПОЗАГАЛАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ**Розділ 21. Наша Галактика**

21.1. Молочний Шлях. Галактичні координати.....	397
21.2. Поняття про методи зоряної статистики.....	399
21.3. Зоряні скупчення та асоціації.....	400
21.4. Власні рухи і променеві швидкості зір.....	405
21.5. Рух Сонячної системи. Обертання Галактики.....	406
21.6. Зоряні населення і підсистеми.....	409
21.7. Морфологічні властивості Галактики.....	412

Розділ 22. Позагалактична астрономія

22.1. Класифікація галактик.....	421
22.2. Відстані до галактик.....	426
22.3. Червоне зміщення в спектрах галактик.....	431
22.4. Фізичні властивості галактик.....	433
22.5. Ядра галактик та їхня активність.....	436
22.6. Радіогалактики і квазари.....	437
22.7. Розподіл галактик у просторі.....	440

Частина VIII. ЕЛЕМЕНТИ КОСМОГОНІЇ ТА КОСМОЛОГІЇ**Розділ 23. Елементи космогонії**

23.1. Формування галактик.....	447
23.2. Ранні стадії еволюції зір.....	449
23.3. Відхід зорі від головної послідовності.....	452
23.4. Особливості еволюції субзір і зір малих мас. Утворення білих карликів і планетарних туманностей.....	454
23.5. Еволюція масивних зір. Наднові зорі. Утворення нейтронних зір та чорних дір.....	456
23.6. Особливості еволюції тісних подвійних систем.....	460
23.7. Елементи планетної космогонії.....	462
Розділ 24. Елементи космології	
24.1. Спостережувані аспекти.....	467
24.2. Космологічні моделі Всесвіту.....	476
24.3. Теми космології початку ХХІ ст.....	490
Показчик імен	496
Предметний показчик	501



Андрієвський Сергій Михайлович

(нар. 1961 р.) — доктор фізико-математичних наук, професор, Одеський національний університет імені І. І. Мечникова.



Кузьменков Сергій Георгійович

(нар. 1952 р.) – кандидат фізико-математичних наук, доктор педагогічних наук, професор, Херсонський державний університет.



Захожай Володимир Анатолійович

(нар. 1952 р.) – доктор фізико-математичних наук, професор, Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна.



Климишин Іван Антонович

(нар. 1933 р.) – доктор фізико-математичних наук, професор, Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника

Навчальне видання

Андрієвський Сергій Михайлович
Кузьменков Сергій Георгійович
Захожай Володимир Анатолійович
Климишин Іван Антонович

ЗАГАЛЬНА АСТРОНОМІЯ

Підручник

Комп'ютерна верстка *А.Р. Кравчук*

Підписано до друку 5.02.2019
Формат 70*100/16. Папір офсетний
ум. друк. арк. 42,57
тираж 160 прим.

ТОВ "Пром-Арт"
61023, м. Харків, вул. Весніна, 12
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи серія: ДК № 5748 від 06.11.2017
тел.(057) 717-28-80
E-mail: promart.izdat@gmail.com