Національна академія наук України Головна астрономічна обсерваторія

Відьмаченко А.П. Мороженко О.В.

Порівняльна планетологія Навчальний посібник

Київ 2013

УДК 523.4

Відьмаченко А.П., Мороженко О.В. Порівняльна планетологія. Навчальний посібник // Київ: Національна академія наук України, Головна астрономічна обсерваторія. ТОВ ДІА. - 2013. – 552 с.

У навчальному посібнику розглянуто основні характеристики дифузно відбитого випромінювання, умови освітлення, опис світлового поля, взаємодію світпа з поверхнею, розсіяння світла поверхнею і окремою частинкою, параметри поля відбитого випромінювання, коротка теорія молекулярного спектра індивідуальної молекули, розглянуто контур спектральної лінії і моделі смуги поглинання, зміну параметрів Стокса внаслідок багаторазового розсіяння і поляризаційні властивості дифузно відбитого шершавими поверхнями випромінювання, формування теплового режиму тіл Сонячної системи, основні методи дослідження їх оптичних властивостей за допомогою і поляриметричної спектральної, фотометричної апаратури, методику спостережень з нею, вплив земної атмосфери, методи стандартизації спостережних даних, джерело похибок і методи їх врахування, методи визначення деяких фізичних характеристик тіл Сонячної системи тощо. Представлені результати дистанційного дослідження тіл Сонячної системи (великі (класичні) планети: Меркурій, Венера, Земля, Марс, Юпітер, Сатурн, Уран і Нептун, карликові і малі планети (астероїди), їх супутники, кільця, комети) і методи дослідження та основні характеристики екзопланет у Нашій Галактиці.

Видання розраховане для викладачів вищих закладів освіти, студентів, аспірантів і фахівців, які спеціалізуються з експериментальної астрофізики і фізики тіл Сонячної системи.

Рецензенти: доктор фізико-математичних наук С.М. Андрієвський доктор фізико-математичних наук В.А. Захожай доктор фізико-математичних наук О.О. Железняк

ISBN 978-966-02-6521-9

© А.П. Відьмаченко, О.В. Мороженко, 2013

Зміст

Передмова	7
Вступ	11
Розділ 1. Основні характеристики дифузно відбитого	28
випромінювання	
1.1. Умови освітлення	28
1.2 Опис світлового променя	32
1.3 Взаємодія світла із дзеркальною поверхнею	36
1.4. Розсіяння світла частинками	39
1.5 Параметри поля відбитого випромінювання	61
1.6. Теорія молекулярних спектрів	69
1.7. Обертово-коливальні спектри індивідуальних молекул	87
1.8. Контур спектральних ліній	102
1.9. Зміна параметрів Стокса внаслідок багаторазового розсіяння	106
1.10 Поляризаційні властивості дифузно відбитого шершавими поверхнями випромінювання	110
1.11. Формування теплового режиму	117
Розділ 2. Методи дослідження оптичних властивостей тіл	123
Сонячної системи	
2.1. Приймачі випромінювання	123
2.2. Фотополяриметри і спектрополяриметри	125
2.3. Поляроїдні модулятори	132
2.4. Вплив земної атмосфери	138
2.5. Методи стандартизації спектрофотометричних даних	149
2.6. Джерела похибок та методи їх врахування	151
Розділ 3. Методи визначення фізичних характеристик тіл	163
Сонячної системи	
3.1. Методи визначення хімічного складу, фізичних	163
характеристик і структури планетних атмосфер	1.50
3.1.1. Хімічний склад	163
3.1.2. Визначення температури	167
3.1.3. Визначення атмосферного тиску	172
3.1.4 Визначення оптичної товщини	178
3.1.5. Визначення фізичних характеристик атмосферного	180

аерозолю

3.1.6. Визначення середнього розміру частинки	183
3.2. Методи визначення фізичних характеристик і топографії поверхневого шару	191
3.2.1 Методи визначення небесно-механічних характеристик	191
3.2.2. Методи визначення фізичних і мінералогічних характеристик поверхні	196
3.2.3. Визначення фізичних характеристик за радіолокаційними	201
спостереженнями	207
Розділ 4. Пла Сонячної системи з постійною атмосферою	207
4.1. Benepa	207
4.1.1. Оптичні властивості	208
4.1.2. Фізичні характеристики хмарових частинок	214
4.1.3. Газова складова атмосфери	221
4.1.4. Періодичні зміни в атмосфері планети	223
4.1.5. Рельєф поверхневого шару	228
4.2. Mapc	236
4.2.1. Оптичні властивості Марса в період високої прозорості	240
атмосфери	
4.2.2. Зміна оптичних властивостей Марса в період глобальної	247
A 2 3 Репьсф і структура поверхневого шару	251
	251
4.2.4. 1 азова 1 асрозольна складова атмосфери 1 природа пиловог бурі	201
4.2.5. Конденсаційні хмари	272
4.2.6. Проблема життя на Марсі	274
4.3. Титан	276
Розділ 5. Планети-гіганти	284
5.1. Морфологія планетних дисків і період обертання	289
5.2. Періодичні зміни фотометричних властивостей	294
5.3. Спектрофотометричні характеристики	298
5.4. Поляризаційні властивості	305
5.5. Тепповий режим	314
5.6 Фізичні характеристики аерозопю та його вертикальна	322
структура.	522

5.7. Гіпотези про природу спостережної гами кольору хмар	328
Розділ 6. Безатмосферні тіла в Сонячній системі	331
6.1. Місяць	331
6.1.1. Морфологія поверхні Місяця.	334
6.1.2. Спектрофотометричні і поляризаційні властивості та	341
мінералогічне картування	2.15
6.1.3. Теплові властивості поверхні Місяця	347
6.1.4. Змінні явища на Місяці	350
6.1.5. Вода на Місяці	353
6.2 Меркурій	356
6.3. Супутники планет	363
6.3.1. Супутники Марса Фобос і Деймос	370
6.3.2. Супутники Юпітера	373
6.3.2.1. Io	375
6.3.2.2. Інші галілеєві супутники Юпітера	385
6.3.3. Супутники Сатурна	398
6.3.4. Супутники Урана	416
6.3.5. Супутники Нептуна	424
6.4. Малі планети – астероїди	428
6.5. Карликові планети та об'єкти поясу Койпера	446
Розділ 7. Кільця навколо планет	460
7.1. Кільця Сатурна	460
7.1.1. Структура кілець	461
7.1.2. Оптичні властивості кілець Сатурна	471
7.2. Кільця Юпітера	484
7.3. Кільця Урана	487
7.4. Кільця Нептуна	491
8. Комети	494
8.1. Загальний вигляд комет і їх оптичні властивості	495
8.2. Спектроскопія комет	504
8.3. Фотометричні і поляризаційні властивості	509
8.4. Теплові властивості	515
8.5. Плазма в навколоядерному просторі	519

8.6. Природа комет	522
9. Екзопланети у Нашій Галактиці	530
9.1. Методи реєстрації навколозоряних об'єктів	531
9.2. Типи екзопланет	537
9.3. Екосфера планет	544
Запитання до окремих розділів	547

Передмова

Астрофізика і її складова планетофізика є частиною більш загального предмету – фізики. Слово «фізіс» (природа) грецького походження, саме так називався написаний у III ст. до нашої ери фундаментальний твір давньогрецького вченого Аристотеля (384-322 рр. до н.е.), в якому було зібрано всі існуючі на той час відомості про природу: по астрономії, медицині, ботаніці, геології, землекористуванню, геометрії тощо. Тобто, на перших порах фізика включала в себе всі природничі науки. З часом вони виділилися в окремі області і галузі знань. Тому існує прямий зв'язок фізики з іншими галузями науки, технікою та їх взаємний вплив. Адже зроблені фізиками відкриття не тільки розширюють наші знання про основні фізичні процеси, але й відіграють вирішальну роль у розвитку інших наук. Так, наприклад, відкриття квантової теорії дозволило хімікам осмислити всю багатогранність накопичених ними фактів про хімічну будову речовини, про хімічні реакції, атоми, молекули, протони, нейтрони, електрони тощо. У 18-му і на початку 19го ст. ще можна було говорити про існування вченого енциклопедиста, який був фахівцем у багатьох областях знання (напр. М.В. Ломоносов фахівець і у фізиці, і в хімії, і в геології тощо). Та вже у кінці 19-го на початку 20-го ст. темпи отримання нового знання настільки зросли, що фізика «поділилася» на геофізику, фізичну хімію, агрофізику, астрофізику, планетофізику, геліофізику тощо, а фахівцеві з фізики однієї галузі інколи стає важко зрозуміти фахівця з іншої галузі фізики.

На наш погляд, ознайомлення молодого спеціаліста (студента, аспіранта тощо) з азами предмета «паланетологія» потрібно робити в певному історичному аспекті, що допоможе прослідкувати розвиток наукової думки щодо дослідження природи того чи іншого об'єкта.

Перефразувавши відомий вислів, цілком можна сказати, що «Сонячна система така ж безмежна як і Всесвіт». Тому слова деяких дослідників про те, що ми все вже знаємо про всі її закутки, ніяк не можна вважати за істину в останній інстанції: скільки дослідників - стільки й думок. Численні наземні спостереження, отримання даних у різних діапазонах електромагнітного випромінювання з орбітальних космічних телескопів, результати спостережень з різноплановою апаратурою на космічних апаратах (КА) при прольотних траєкторіях i на спускних апаратах та активні експерименти по безпосередньому впливу на різні тіла Сонячної системи (ТСС) – дали величезний масив нових наукових даних. Проте після їх отримання постає ще більше нових запитань, відкриваються нові напрямки дослідження тощо. Змінюються методи і засоби дослідження, тому постають питання щодо вибору необхідної тактики і стратегії вивчення конкретного тіла в Сонячній системі чи групи таких тіл.

За сучасними уявленнями тіла Сонячної системи утворилися з єдиної газово-пилової хмари, а теперішнє їх різноманіття зумовлене внутрішніми і зовнішніми чинниками при еволюційних процесах. Багато в чому вони є спільними, тому безсумнівно, що багато процесів на Землі та їх вплив на майбутнє краще можна зрозуміти при порівнянні з аналогічними процесами на інших аналогічних об'єктах (планетах, супутниках, астероїдах тощо). Якщо раніше вивчення цих тіл являло майже споглядальний характер, якому присвячували своє життя окремі ентузіасти, то починаючи з другої половини 20-го ст. в найбільш розвинутих країнах світу цьому присвячується суттєвий відсоток бюджетних коштів, домінуюча частина яких витрачається на розробку нових засобів спостережень, починаючи від встановлення нових великих оптичних і радіотелескопів, до направлення до них спеціалізованих орбітальних апаратів і так званих роверів. Але для віддалених від Землі тіл Сонячної системи ще й зараз переважну долю інформації одержують за даними дистанційних спостережень в широкому інтервалі довжини хвиль (від далекого ультрафіолету до дециметрового радіодіапазону). Саме аналіз цих даних з використанням сучасних знань фізики, хімії, математики тощо дозволяє фахівцям визначати фізичні характеристики і хімічний склад атмосфери і поверхневого шару, атмосферний тиск і температуру, потужність, природу і структуру хмар, мікроструктуру поверхні тощо. Зараз активно ведеться пошук сприятливих умов для діяльності людини на Місяці і Марсі, а також пошук планет (екзопланет) навколо інших зір.

Тому сучасний молодий фахівець – дослідник тіл Сонячної системи – зобов'язаний вміти не лише вести спостереження, але й отримувати максимально достовірну інформацію про досліджувані тіла. На жаль, зараз в освітньому середовищі України склалась ситуація, коли навіть найдосвідченіші викладачі вузів, якщо вони безпосередньо не зв'язні з науковою діяльністю, не в змозі підготувати фахівців, які вільно володіли б сучасними методами аналізу спостережних даних. Це зумовлено відсутністю сучасних навчальних посібників. Адже видані понад 15 років тому невеликим накладом посібники Ю.В. Александрова «Фізика планет», М.М. Євсюкова і Ю.В. Александрова «Хімія і геологія планет» зараз важко доступні та далеко не повністю охвачують проблеми тіл Сонячної системи. Саме на заповнення цієї прогалини спрямований наш посібник.

Запропонована Вашій увазі книга є результатом нашого осмислення, певним підсумком наших потуг у дослідженні фізичних характеристик тіл Сонячної системи, нашого уявлення, що собою являють ці тіла, як і хто та якими методами їх спостерігав, до яких висновків прийшов у результаті їх дослідження, як змінювалося уявлення про різні ТСС при появі нової інструментальної бази, розробці нових приладів, нових методів і методик, способів і засобів тощо. Перед тим, як охарактеризувати основні ТСС у порівняльному аспекті і викласти основні спостережні дані про них, у перших трьох розділах ми пропонуємо розглянути основні характеристики дифузно відбитого випромінювання (умови освітлення, опис світлового поля, взаємодію світла з поверхнею, розсіяння світла частинками, параметри поля відбитого випромінювання, теорію молекулярних спектрів індивідуальних молекул, контури спектральних ліній і моделі смуг поглинання, зміну параметрів Стокса внаслідок багаторазового розсіяння і поляризаційні властивості дифузно відбитого шершавими поверхнями випромінювання, формування теплового режиму ТСС), основні методи дослідження оптичних властивостей ТСС (приймачі випромінювання, спектральну, фотометричну і поляриметричну апаратуру і методику спостережень з нею, вплив земної атмосфери, методи стандартизації спостережних даних, джерела похибок і методи їх врахування) та методи визначення фізичних характеристик тіл Сонячної системи (хімічний склад, фізичні характеристики і структура планетних атмосфер, фізичні характеристики і топографія поверхневого шару тощо). Далі розглянуто дистанційні дослідження тіл Сонячної системи з постійними атмосферами планет-гігантів (фотометричні, (Венера, Mapc. Титан), спектральні, поляризаційні властивості, тепловий режим, фізичні характеристики аерозолю вертикальну структуру, гіпотези про природу спостережної гами і його кольору хмар), безатмосферні небесні тіла (Місяць, Меркурій, супутники інших планет, астероїди, карликові планети та об'єкти поясу Койпера), кільця навколо планет, комети. Потім, виходячи з наших уявлень про ТСС, коротко зупинимося на методах дослідження і основних характеристиках екзопланет у Нашій Галактиці.

Ми висловлюємо щиру подяку шановним рецензентам – доктору фізико-математичних наук Захожаю В.А., доктору фізико-математичних наук Андрієвському С.М., доктору фізико-математичних наук Желєзняку О.О., які взяли на себе труд ознайомитися з рукописом і зробити цінні зауваження. А також академіку НАН України, доктору фізико-математичних наук Шульзі В.М., доктору фізико-математичних наук Черемниху О.К., доктору фізикоматематичних наук Тишковцю В.П., кандидату фізико-математичних наук Івановій О.В., які ознайомилися з рукописом книги чи окремих її розділів і запропонували ряд корисних зауважень, що були враховані при написанні кінцевого варіанту книги.

При підготовці цього посібника ми базувались на оригінатаких статтях, доповідях конференцій, довідковій літературі і таких виданнях:

Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул // М: Изд-во ИЛ. - 1949. - 435 с.

Герцберг Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул // М: Изд- во ИЛ. - 1949. - 647 с.

Відьмаченко А.П., Мороженко О.В. Дослідження поверхні супутників і кілець планет-гігантів // Київ: Ніка. - 2012. - 256 с.

Мороженко О.В. Методи і результати дистанційного зондування планетних атмосфер // Київ: Наукова думка. - 2004. - 647 с.

Соболев В.В. Рассеяние света в атмосферах планет // М:, Наука, 1972. - 335 с.

Хюлст Ван де. Рассеяние света малыми частицами // М:, ИЛ, 1961. - 536 с.

Яновицкий Э.Г. Рассеяние света в неоднородных атмосферах // Киев. - 1995. - 400с.

Вступ.

онячну систему представляють 8 великих (класичних) планет (Меркурій, Венера, Земля, Марс, Юпітер, Сатурн, Уран і Нептун) і безліч менших тіл (карликові і малі планети (астероїди), їх супутники, кільця навколо планет, комети, метеороїди, міжпланетний пил).

Перші 4 класичні планети відносять до планет земного типу, характерною особливістю яких є наявність масивного твердого ядра з досить великою густиною та (за винятком Меркурія) атмосфери різної потужності. Наступні 4 – названі планети-гіганти; їм притаманна низька середня густина (на рівні 1 г·см⁻³) і надзвичайно потужна, переважно воднево-гелієва, атмосфера. За винятком Меркурія і Венери, навколо планет обертаються супутники планет, кількість яких зараз наближається до 200. В екваторіальній площині планет-гігантів розташовані кільця різної потужності та, імовірніше за все, й розріджені кільця навколо Землі і Марса. Відзначимо, що зараз відкриті планетні системи навколо інших зір (екзопланети), станом на 21 червня 2012 р. кількість систем становила 625, а екзопланет – 779.

Доцільно відзначити, що за новим визначенням, планетою вважається тіло, яке задовольняє двом умовам: воно мусить бути єдиним на орбіті навколо зірки (але не бути її компаньйоном) і мати настільки велику масу, щоб під час формування набути близьку до сфери форму. За цих умов лише об'єкти з масою більше $5 \cdot 10^{20}$ кг і діаметром більше 800 км мають шанс набути статусу класичної планети.

Не лише великі планети, але й багато малих тіл і навіть екзопланет мають власні назви. Тому нижче коротко опишемо історію відкриття деяких із цих тіл та присвоєння їм імен.

Великі планети. З древніх часів були відомі найяскравіші планети (Меркурій, Венера, Марс, Юпітер і Сатурн), яким були присвоєні імена давньогрецьких богів, відповідно, Гермес, Афродіта, Арес, Зевс і Кронос, або латинською: Меркуріус, Венус, Марс, Юпітер (Іовіс) та Сатуріус. В 1781 р. В. Гершель відкрив Уран (Уранус). Виходячи з розбіжності розрахованої і спостережної орбіти Урана (так званих нев'язок) незалежно У. Левер'є та Дж. Адамс передбачили наявність ще однієї планети, яка була відкрита Й. Галле у 1846 р. і названа Нептун (Посейдон, Нептуніус). Хоча його відкриття й дозволило в десятки разів зменшити розбіжність між розрахованим і спостережним положенням Урана, але не звели їх до рівня, який визначався б лише похибкою. Першим це відмітив в 1848 р. Б. Пірс, а в 1874 р. С. Ньюком приступив до побудови нової теорії руху Урана, яка враховувала б вплив ще й Юпітера і Сатурна. Одночасно обговорювалося питання можливого впливу якоїсь транснептунової планети, увагу на що акцентував в 1879 р. К. Фламаріон, який спирався на аналіз руху трьох комет і допустив можливість існування ще однієї планети, яка має рухатися по в 43 рази віддаленішій від Землі орбіті з періодом обертання навколо Сонця в 330 років. Її відкриття тісно пов'язане з іменем П. Ловелла. У 1915 р. Ловелл опублікував «Трактат про транснептунову планету», у якому підсумував результати розпочатого в 1905 р. пошуку «планети Х» та який активізувався після того, як на початку 1929 р. у Ловелівській обсерваторії був введений в експлуатацію 32,5-см рефрактор з фокусною відстанню 169 см. І вже 18 лютого 1930 р. аматор астрономії К. Томбо виявив новий об'єкт, розташований за орбітою Нептуна і мав жовтуватий колір. Цим він помітно відрізнявся від блакитного кольору Нептуна. В 1930 р. Міжнародний Астрономічний Союз (МАС) офіційно надав йому статус дев'ятої планети і на честь грецького бога пітьми Гадеса, який міг ставати невидимим, назвали Плутон (Плуто). Пізніше навколо нього було виявлено супутник Харон, який всього приблизно у два рази менший Плутона. В ранзі 9-ї планети Сонячної системи він вважався до 21 серпня 2006 р., коли XXVI Асамблея МАС задовольнила рекомендацію своєї комісії номенклатури та ухвалила рішення про те, що Плутон є одним з представників так званих карликових планет, а система «Плутон-Харон» є подвійною системою карликових планет.



Супутники планет. Якщо не приймати до уваги супутника Землі Місяця, який є звичним для землян об'єктом, перші 4 супутники були відкриті на початку січня 1610 р. італійським астрономом Галілео Галілеєм, який розглядав Юпітер через окуляр сконструйованого ним телескопа. Правда, лаври їх відкривача оспорював також німецький астроном Симон Марій. Але оскільки Галілей першим опублікував свої результати, то пріоритет залишився за ним і в подальшому їх прийнято називати **галілеєві супутники**. Та саме С. Марій запропонував кожному з них надати імена улюбленців Бога Зевса (Юпітера) в греко-римській міфології – Іо, Європа, Ганімед і Каллісто. Крім імен ці та інші супутники планет-гігантів в літературі зустрічаються ще й під номером (у даному випадку J1, J2, J3 і J4). В подальшому наземними спостереженнями кількість супутників була доведена до 34 (2 у Марса, 13 у Юпітера, 11 у Сатурна, 6 в Урана і 2 у Нептуна). Пізніше завдяки переданим різними космічними апаратами (КА) зображенням цей список був доведений до згаданої вище кількості.

Кільця Сатурна. Вже за перших спостережень Сатурна у червні 1610 р. Галілей помітив, що по обидва боки планети в екваторіальному районі є дві тьмяні плями, які, на відміну від супутників Юпітера, не змінювали свого місцеположення. Згідно його образного вислову, придатки нагадували «двох слуг, які підтримують старого бога часу (стародавніх римлян) Сатурна в його утомленому шляху по небу». Але повторні спостереження спантеличили Галілея, бо в 1612 р. в полі зору знову був лише круглий диск, тому він написав: «Чи можливо, що якийсь демон-насмішник обдурив мене?» І хоча ще через деякий час перед ним Сатурн знову з'явився із «супроводом», Галілей так і не зміг розгадати цю загадку, бо втрата зору в 1626 р обірвала його спостереження.

Майже через 50 років Х. Гюйгенс уточнив дані Галілея: Сатурн виявився оточеним тонким кільцем, яке сильно нахилене до площини його орбіти. Останнє допомогло йому розгадати причину згаданого вище зникнення придатків: при орбітальному русі Сатурна площина кільця переміщується паралельно в меридіональному напрямку, завдяки чому й змінюється розкриття кільця. Тому протягом одного оберту Сатурна навколо Сонця, кільце двічі поверталось до Землі ребром і через малу його товщину воно ставало практично не видимим.

В 1675 р. Д. Кассіні виявив біля середини кільця темну лінію, яку було названо поділом (щілиною) Кассіні, а зовнішній і внутрішній сегменти кільця позначені літерами А й В. Після цього з'явилася підстава говорити вже про кільця Сатурна. Дещо пізніше Дж. Максвел виявив, що кільце В також розділене щілиною (щілина Максвела). Внутрішня його частина отримала позначення літерою С. Й. Енке (25 квітня 1837 р.) і Кілер (7 січня 1888 р.) біля зовнішнього краю кільця А виявили ще дві темні щілини, які були названі щілинами Енке і Кілера.

Д. Кассіні висловив також думку, що кільця можуть бути роєм дрібних супутників, які не можна розгледіти із Землі окремо. Це базувалось на тезі, згідно якої речовина кілець може утримуватися біля Сатурна завдяки обертанню навколо нього з швидкістю, величина якої залежить від відстані до центра Сатурна. Приблизно в той же час, незалежно І. Ньютон (1666 р.) і Х. Гюйгенс (1673 р.) теоретично розв'язали задачу колового руху супутника і показали, що для здійснення такого руху центральне тіло повинне притягати супутник з силою, яка обернено пропорційна квадрату відстані між ними. По суті, це були перші формулювання закону всесвітнього тяжіння, що дало можливість розрахувати швидкості руху внутрішнього і зовнішнього країв кілець Сатурна, що тоді неможливо було спостережно перевірити, оскільки кільця виглядали однорідно яскравими.

Як часто буває, більшість тогочасних астрономів не поділяли цю гіпотезу і вважали кільця монолітним диском. Лише у 1785 р. П. Лаплас показав, що широке монолітне кільце не буде стійким, тому що відцентрова сила врівноважить силу тяжіння до Сатурна тільки в середині кільця. Відсутність такої рівноваги на внутрішньому і зовнішньому його краях зумовлюватиме виникнення величезної напруги, яка прагнутиме розламати кільце, тому внаслідок своєї малої товщини, воно протистояти не змогло б. Тому Лаплас вважав, що кільце має бути розділене на велике число вузьких концентричних кілець, у яких така напруга буде набагато меншою. Кожне кільце повинне обертатися з швидкістю, яку мав би супутник на коловій орбіті кільця. Таким чином, Лаплас був близький до створення моделі кілець як рою самостійних супутників невеликого розміру. Проте цього останнього кроку він так і не зробив.

У 1885 р. С. Ковалевська уточнила форму перетину кільця, показавши, що воно не є еліптичним, а Дж. Максвел проаналізував стійкість кількох моделей кілець. Він знайшов, що для стабілізації обговорюваних Лапласом концентричних кілець необхідно додати в одній з їх точок супутник з масою, яка рівна 4,5 масам кілець, але якого астрономи тоді ще не виявили. Максвел також показав, що кільце, яке складатиметься з багатьох супутників, що рухаються незалежно, може бути стійким у випадку, якщо припустити, що середня густина речовини в його товщі менша 1/300 середньої густини Сатурна. Вирішальним у виборі природи кілець став розроблений в 1859 р. метод спектроскопії, який дозволив за ефектом Доплера визначати швидкість їх руху. Вперше незалежно це зробили в 1895 р. А. Бєлопольський, Дж. Кілер та А. Деландр, які визначили, що швидкість руху зовнішнього краю кільця А, внутрішнього краю кільця В і в проміжку між ними, відповідно, становили 20, 16 і 18 км/с. Ці значення практично співпали з тим значенням швидкості, які мали б супутники Сатурна в даних точках кільця при їх русі по коловій орбіті.

Знаменним у вивчені кілець виявилось 20-те ст., яке супроводжувалося і курйозними випадками, коли деякі кільця відкривались повторно, а інколи різні кільця існували з однаковим позначенням. Так, в 1933 р. М. Барабашов і Б. Сємєйкін відмітили, що між Сатурном і кільцем С існує розріджена дисперсна матерія, але пріоритет його відкриття віддано П. Герену, який на фотографіях з просторовою роздільною здатністю 0,25" за 28 жовтня 1969 р. між Сатурном і внутрішнім тоді кільцем С виявив ще одне кільце, поверхнева

яскравість якого була приблизно в 20 разів меншою, ніж у найяскравішій частині кільця В. Воно було названо кільцем D. Доречно відзначити, що І. Ферін також виявив це кільце на отриманих В. Слайфером фотографіях ще в 1943 і 1945 рр. Подальші наземні спостереження, а також передані КА «Вояджер-1» і «Кассіні» зображення підтвердили реальність його існування.

Що стосується віддаленіших від кільця А околів Сатурна, то в 1953 р. було виявлено кільце, яке також назвали кільцем D та яке за дослідженнями В. Фейбельмана у період з 27 жовтня 1966 р. по 16 січня 1967 р. простягається на відстань приблизно до 2 радіусів зовнішнього краю кільця А. Таким чином, деякий час під одним і тим же позначенням D існувало два різних кільця. Розглядаючи цю ситуацію, М. Бобров запропонував кільце, яке знаходиться на периферії системи Сатурна називати кільцем Е (від англійського слова «exterior» – зовнішній). Остаточно наявність матерії поза межами кільця A була підтверджена переданими КА «Піонер-11» зображеннями, на яких чітко було видно обидва кільця і їх позначили літерами Е та F. Тут також честь відкриття матерії за межами кільця A приписується КА «Піонер-11».

Дещо пізніше між кільцями F та E було помічено ще одне досить вузьке кільце, яке позначили літерою G та яке знаходиться поблизу орбіти так званих коорбітальних супутників S-10 і S-11. Доречно відзначити, що в межах кілець знаходяться орбіти й інших супутників. Нарешті, у 2009 р. за допомогою космічного телескопа «Spitzer» в IЧ променях було виявлене нове найвіддаленіше і найпротяжніше кільце, яке починається на відстані приблизно 6 млн. км від Сатурна і тягнеться ще на 12 млн. км, а його товщина складає $\sim 1,2$ млн. км (відмітимо, що товщина кільця B – від 5 до 15 м). В його центрі розташовується орбіта супутника Феба, який може бути основним джерелом матеріалу, що його поповнює.

Кільця Юпітера. Ще в 1950-х роках С. Всехсвятський, розробляючи гіпотезу, згідно якої джерелом комет є вулканізм на Юпітері, прийшов до висновку, що в його екваторіальній площині мусить бути кільце, якому він приписував темну смужку вздовж Екваторіальної зони, яка час від часу спостерігається на Юпітері. Вже в середині 1970-х років вимірювання магнітного поля Юпітера з КА «Піонер-11» виявили його сильну асиметрію, що може зумовлювати підвищення концентрації речовини в його екваторіальній площині. Цю речовину, як вважається зараз, поставляють супутники Іо та Амальтея. Передані КА «Вояджер-1» зображення з просторовою роздільною здатністю близько 600 км показали, що навколо Юпітера дійсно існує кільцева структура. Але найповнішу інформацію дали експерименти на КА «Галілео».

Кільця Урана. Гершель через 8 років після відкриття планети замалював кільце і зробив запис у своєму щоденнику, що виявлене ним кільце

«коротке й не таке, як у Сатурна». Причому, кільце було намальоване якраз у такому ракурсі, як воно могло бути в ті роки. Оскільки тоді ще не було відомо, що планета «лежить» на боці при своєму русі по орбіті навколо Сонця і що ніхто інший кільця не бачив, то це спостереження вважали результатом дефекту оптики телескопа й протягом майже двох століть навіть не згадували про нього. Успішний пошук кілець Урана започаткував В. Сінтон, який в 1972 і 1973 рр. отримав зображення довкілля Урана через світлофільтр з $\lambda = 888$ нм, що припадає на надзвичайно потужну смугу поглинання метану, де залишкова інтенсивність планети і фон неба ослаблені в десятки разів. Він тоді виявив 4 кільця.

Надзвичайно продуктивними були проведені 10 березня 1977 р. міжнародною командою астрономів зі США, Австралії, Індії й Південної Африки спостереження ефекту покриття Ураном зірки SAO 158687 8-ї зоряної величини. Вони виявили навколо Урана серію вузьких кілець в екваторіальній площині планети. При цьому, світло зникало й з'являлося 9 разів і зовсім пропало лише після покриття зірки Ураном. Після відходу планети від зірки світло знову короткочасно зникало ще 9 разів. Порівняння цих «мерехтінь», що відбулися до й після покриття зірки Ураном показало, що вони відбувалися симетрично щодо центра планети – за однакові проміжки часу як до, так і після покриття. Саме це дозволило припустити, що об'єкти, які затемнювали зірку, певним чином пов'язані з Ураном. Звичайно, що така ситуація могла бути й у випадку, якщо зірку покривали б супутники Урана. Але аналіз руху відомих тоді супутників показав, що жоден з них не міг цього спричинити. Це спонукало припустити, що навколо Урана існує 9 вузьких кілець, 5 з яких розташовані в середині так званої границі Роша. Кільця були позначені першими літерами грецького алфавіту в порядку віддалення від планети як кільця α, β, γ, δ та є; останнє – розташоване на відстані 52 000 км від центра Урана.

Подальше опрацювання цих же спостережних даних вказало на існування ще трьох внутрішніх кілець (позначених цифрами 4, 5, 6) і кільця η , яке знаходилося між кільцями β й γ . Виявилось, що найпотужнішим зі всіх є кільце ε , яке ослаблювало світло зірки майже на 90%, тоді як внутрішні кільця – не більше ніж на 50%. На підставі таких оцінок було запропоновано, що кільця Урана складаються з безлічі окремих тіл розміром по 4-6 км. Найповніше структура і властивості кілець Урана були вивчені за переданими КА «Вояджер-2» і космічним телескопом ім. Хабла зображеннями довкілля планети. Крім того, вдалося виявити ще два нових кільця: розмите широке внутрішнє (1986 U2R на відстані 37 000-39 500 км від центра Урана) і 1986U1R (кільце λ) в проміжку між кільцями δ та ε на відстані 50 040 км, довівши їх загальну кількість до 11.

Кільця Нептуна. Вперше про кільце навколо Нептуна повідомив У. Лассел у жовтні 1846 р. (через кілька днів після відкриття планети), яке він спостерігав неодноразово, хоча через шість років він прийшов до висновку що це – результат оптичної ілюзії, обумовленої недоліком його нового телескопа. Перший реальний факт з'явився тільки майже через півтора століття, коли Д. Томпсен і М. Валдроп проаналізували проведені американськими астрономами (Guinan E.F., Harris C.C., Maloney F.P.) спостереження 7 квітня 1968 р. явища покриття Нептуном зорі. Їх аналіз засвідчив, що приблизно 30% ослаблення світла зорі поблизу планети носило нерегулярний характер і могло бути зумовлене кільцем. Оскільки ослаблення зорі почалося через 5 хвилин після її виходу з тіні і тривало протягом 2 хвилин, то Валдроп оцінив, що кільце знаходиться на відстані 50 000 км від верхньої границі хмарового шару Нептуна. У зв'язку з цими Томпсен запропонував при спостереженнях явища покриття Нептуном зір 15 червня 1983 р. і 22 липня 1984 р. особливу увагу приділити пошуку кільця. Спостереження в ці та інші роки не лише підтвердили реальність існування кільця, але й показали, що воно не суцільне, а фрагментоване по орбіті. Так Дж. Манфройд з колегами, за спостереженнями покриття зорі SAO 186001 22 липня 1984 р. на двох телескопах, зареєстрували ослаблення світла від зорі лише з одного боку планети.

Б. Сікарді з колегами в 1983-1989 рр. провели 24 спостереження ефекту покриття, але наявність кільця вдалося зареєструвати лише 22 липня 1984 р. на відстані 65 300 ± 300 км і 20 серпня 1985 р. на відстані 63 160 ± 200 км. В 1984 р. радіальна ширина кільця становила $15,1\pm0,1$ км, його протяжність по азимуту більше 100 км, а в 1985 р., відповідно, 15,3 ± 0,2 км і 0,058 ± 0,001 км. Цікаво, що французький астроном А. Браїк виявив, що при проходженні Нептуна на фоні зорі 22 липня 1984 р. світло тричі перекривалося якимись об'єктами, які були названі дуги (або ж арки) і їх було запропоновано вважати ділянками кільця, яке ще не сформувалося, тому речовина в них розподілена нерівномірно і їх щільність різко падала до кінців дуги. Подальші дослідження, які в першу чергу пов'язані з експериментами на КА «Вояжер-2» і КТХ та з наземними ІЧ спостереженнями на телескопах в Чилі і на Гавайях в потужних смугах поглинання метану, дозволили детально вивчити структуру системи кілець Нептуна. Загалом вона складається з 6 основних кілець, які згідно до їх віддаленості від центра планети назвали Галле, Левер'є, Лассел, Араго, поки що безіменне та Адамс; ці назви пов'язані з іменами астрономів, які були причетними до відкриття Нептуна. Найяскравішим серед них є кільце Левер'є. Кільця мають фрагментарну структуру, що найхарактерніше проявляється для кільця Адамса, яке в секторі довготи біля 45° поєднує 4 яскраві фрагменти дуги, що були названі Curage, Liberte, Egalite та Fratenite (в перекладі Відвага, Свобода, Рівність, Братерство).

Кільця Землі ? За останніми даними й навколо Землі на відстані ~ 300 км також знаходиться пиловий пояс з дуже дрібних частинок, який проявляється так званим зодіакальним світінням та які інколи приписують місячному походженню. Справа в тому, що позбавлений атмосфери Місяць безперешкодно бомбардується метеоритами, в результаті чого викидаються фонтани частинок різного розміру. Крупні частинки практично зразу ж осідають, а дрібні виносяться в космічний простір і, потрапляючи в сферу тяжіння Землі, скупчуються на її орбіті.

Малі планети (астероїди). При складані нового каталогу положення зір Дж. Піацці 1-го січня 1801 р. помітив, що одна з них змістилася на захід відносно положення попередньої ночі, а вже третьої ночі зрозумів, що це не зірка, а небесне тіло, яке належить Сонячній системі і тому продовжив за ним слідкувати протягом наступних шести тижнів. Оскільки після перерви, яка була зумовлена хворобою, цього об'єкта не було виявлено, то отримані дані були передані Й. Боде. На той час К. Гаус розробив метод, який дозволяв всього за трьома визначеннями координат в різні ночі вираховувати елементи орбіти руху тіла Сонячної системи, що дозволило йому розрахувати орбіту цього тіла. Виявилося, що вона близька до колової і знаходиться між орбітою Марса і Юпітера на відстані 2,8 а. о. від Сонця. Тому було зроблено висновок, що це скоріше маленька планета, а не комета. Розрахунки показали, що це тіло можна буде спостерігати з осені 1801 р., що й підтвердили спостереження 1 січня 1802 р., коли цей об'єкт було виявлено в передбаченому Гаусом місці. Дж. Піацці це тіло назвав Церера на честь богині-оберега острова Сицилія.

В той час до спостережень за Церерою підключився німецький аматор астрономії Ольберс і вже 28 березня 1802 р. поруч з нею виявив аналогічний об'єкт приблизно дев'ятої зоряної величини, який було названо Паллада, орбіта якої також розташована між орбітою Марса і Юпітера і дуже близька до орбіти Церери. Ольберс висловив гіпотезу, що ці два тіла є уламками однієї й тієї ж великої планети, яка з якоїсь причини розпалася на частини і розпочав цілеспрямований пошук нових її уламків: 1 вересня 1804 р. він відкрив третю малу планету – Юнону, 29 березня1807 р. – четверту (Весту). Всі чотири щойно відкриті тіла, на відміну від семи на той час відомих великих планет, навіть при телескопічних спостереженнях також були точками, тому їх назвали «астероїди» – «зореподібні» об'єкти.

Потім майже протягом сорока років не було відкрито жодного астероїда і лише в грудні 1845 р. поштовий чиновник з міста Дрезден К. Генке відкрив п'яту малу планету 9,5 зоряної величини, яку назвали Астрая, а 1 червня 1847 р. – шосту, яку Гаус назвав Геба. В той же рік Дж. Хемд відкрив Іріс і Флору, а потім, вже практично щорічно, почали відкривати по кілька астероїдів. До 1891 р. за допомогою візуальних спостережень було відкрито 322 астероїди, орбіти

- 19 -

більшості з яких також знаходилися в поясі між орбітами Марса та Юпітера, та який в подальшому отримав назву **Головний пояс**. В 1866 р. Д. Кірквуд звернув увагу, що астероїди уникають орбіт, на яких період Р їх обертання навколо Сонця був би кратним періоду обертання Юпітера, тому в їх розподілі за значеннями Р існують «провали», які отримали назви **люки Кірквуда**. В той же час, в миттєвих геліоцентричних відстанях ніяких люків не існує, тому що завдяки різним ексцентриситетам і нахилам орбіти астероїди більшість часу проводять в «чужих зонах».

Оскільки кожний з наступних астероїдів завичай був менш яскравим від попереднього, то ставало все важче і важче їх відкривати. Новий подих в цьому напрямку надав М. Вольф, який в 1891 р. впровадив фотографічний метод спостережень. А тому в 1924 р. загальне їх число вже перевершило 1000, а до 1938 р. сягнуло 1500. 1 квітня 1929 р. було започатковано великий огляд неба з метою пошуку транснептунових планет, який здійснювався на вже згадуваному вище спеціально виготовленому 33-см рефракторі Ловелівської обсерваторії з фокусною відстанню 169 см. Оскільки кожна платівка перекривала 162 кв. градуси небесної сфери, а при експозиції в 1^h реєструвались зорі до 17,5^m, то в 1943 р. число астероїдів сягнуло 3969. Новий етап в досліджені астероїдів пов'язаний з астрономами Дж. Койпером та Дж. Герелсом, які в 1950 р. ініціювали програму фотоелектричних визначень їх блиску.

З відкриттям кожного нового астероїда ставало все важче підшукати вільні імена давньоримських богинь, а тому вже 45-тий астероїд отримав звичайне жіноче ім'я – Євгенія. В подальшому їм стали надавати географічні назви, чоловічі імена, прізвища першовідкривачів, відомих політиків, знаменитих вчених а потім і назви океанських пароплавів, прізвища добрих знайомих, улюблених собак, кулінарних блюд тощо. Деякі ще стоять в черзі на отримання назви і мають лише порядковий номер у загальному каталозі. Справа в тому, що зараз, до понад 560 000 їх кількості, щорічно добавляється кілька сотень, а загальну їх кількість оцінюють у мільйони. Нині по астероїдами прийнято вважати тіла, розмір яких не менше 30 м, тіла з меншим розміром називають метеороїдами. Нагадаємо що число астероїдів розміром більше 200 км сягає 30, від 80 км до 200 км – вже тисячі. Відразу ж після відкриття астероїду надається попереднє позначення, що містить рік відкриття (наприклад 1937 DA), а після надійного визначення його орбіти рішенням МАС спочатку надається постійний порядковий, а пізніше – ім'я, перед яким зберігається його порядковий номер (наприклад, 1 Церера, 2 Паллада, 3 Юнона, 4 Веста).

В 1904 р. було відкрито астероїд 588 Ахілл, який рухався практично по орбіті Юпітера. Зараз зареєстровано понад 5250 таких астероїдів. Вони

знаходяться в так званих точках Лагранжа, відповідно, на 60° попереду (**група Греки**) і на 60° позаду (**група Троянці**) по орбіті Юпітера. На середину 2012 р. у точках Лагранжа знайдено по кілька астероїдів ще й у Нептуна, Землі та Марса, які також називають Троянці.

Тривалий час не виникало сумніву, що орбіти астероїдів відносяться лише до Головного поясу. Край цьому було покладено 14 червня 1873 р., коли Дж. Уотсон відкрив астероїд 132 Аерта, орбіта якого знаходиться між орбітою Землі і Марса. Ще через 25 років (13 серпня 1898 р.) Г. Вітт помітив астероїд 433 Ерос, який дуже швидко рухався по зоряному небу. Це було приписано надзвичайній близькості його до Земл, тому він відкрив список астероїдів, які наближаються до Землі (АНЗ), або перетинають її орбіту. Його орбіта не була схожа ні на одну з тоді відомих: невелика за розміром і сильно витягнута, яка своєю афелійною точкою сягала за Головний пояс астероїдів, а в перигелії практично доходила до орбіти Землі.

В 1932 р. Дельпорт на обсерваторії в місті Укклє (Бельгія) відкрив ще один астероїд з орбітою подібного типу – Амур, а через кілька місяців – астероїд Аполлон, орбіта якого проникала не тільки в середину орбіти Землі, а навіть і Венери. 26 червня 1949 р. на обсерваторії Маунт Паламар (США) був відкритий дуже цікавий астероїд Ікар, орбіта якого виявилася нахиленою під кутом 23° до площини орбіти Землі, має ексцентриситет 0,83 і період обертання навколо Сонця 409 земних діб. В 1976 р. було відомо вже понад 40 таких астероїдів і з кожним роком їх кількість зростала. В залежності від відстані в афелії ці астероїди діляться на такі групи:

– **група Амура** (від назви одного з її представників – Амура) з відстанню в перигелії від 1,07 до 1,3 а. о.;

- **група Аполлона** (назва від її представника Аполлона) астероїди якої можуть перетинати орбіту Землі, оскільки орбіти її представників знаходяться між орбітою Венери та Юпітера;

- **група Атона**; в афелії їх орбіти 0,983-0,999 а. о., а в перигелії вони можуть проникати в середину орбіти Меркурія.

Вікові збурення Землі та інших внутрішніх планет можуть зумовити зміну елементів орбіти астероїдів, тому вони можуть переходити з групи з великою афелійною відстанню в групу з меншою, наприклад, з групи Амура в групу Аполлона. Яскравим прикладом цього може слугувати згадуваний вище астероїд 1566 Ікар, який завдяки сильно витягнутій орбіті в афелії знаходиться за орбітою Марса, а в перигелії перетинає орбіту Меркурія і наближається до Сонця на меншу 28 млн. км відстань. Розрахунки прогнозували не лише значне наближення його до Землі у 1969 р., але й не виключали його падіння в Індійський океан, ефект від чого був би рівнозначний одночасному вибуху 1000 водневих бомб. На щастя, тоді він пройшов на відстані 6,36 млн. км від Землі. В 1992 р. астероїд 4179 Тутатіс пролетів мимо Землі на відстані 2,5 млн. км, 9 грудня 1994 р. астероїд 1994 XM діаметром близько 10 м – на відстані ~100 000 км, 2009 DD₄₅ 2.03.2009 діаметром близько 35 м пройшов за 72 000 км, MD 28.06.2011 діаметром 5-20 м за 20 000 км, 2011 2005 YU55 8.11.2011 діаметром ≈ 400 м за 324 600 км, 2012 ВХ₃₄ 27.01.2012 діаметром 10 м за 60 000 км тощо. Для активізації пошуку таких астероїдів в грудні 1995 р. були розпочаті на Гавайях спостереження за програмою «NEAR-EARTH ASTEROID TRAIKING» (NEAT) які виконувалися в автоматичному режимі. Кожні 6 ночей покривалось біля 10% небесної сфери, що дозволило відкривати тисячі астероїдів і комет. Зважаючи на загрозу зіткнення астероїдів із Землею, у 1998 р. конгрес США доручив НАСА розпочати пошук, облік і відстеження у навколоземному просторі всіх астероїдів діаметром не менше 1 км, а пізніше – не менше 140 м. Станом на травень 2012 р. зареєстровано близько 8800 об'єктів, які можуть наближатися до Сонця на відстань ближче від 1,3 а. о. і мають розмір від 1 м до 32 км (1036 Ганімед). Близько 1000 з них були класифіковані як потенційно небезпечні, оскільки відстань від них до нашої планети могла бути меншою 0,05 а. о. Найзагрозливішим на травень 2012 р. вважається астероїд Апофіс (діаметр якого 320 м, маса 50 млн. тон), який 13 квітня 2029 р. може перетнути орбіту Місяця і наближатиметься до Землі зі швидкістю понад 12 км/с та який може пролетіти на відстані 30-33 тис. км від Землі. Було підраховано, що якщо він опиниться на відстані від Землі в 30 404,5 км, то він може потрапити у так звану гравітаційну пастку – смужку простору приблизно в 1 км шириною, у якій сила тяжіння Землі може розвернути політ Апофіса в небезпечному напрямку так, що під час наступного прольоту через 7 років – 13 квітня 2036 р. – Земля опиниться буквально на його шляху. Серед цих майже 9000 астероїдів до групи Амура відносять 3339, Аполлона – 4826 і Атона – 704.

Відзначимо, що розрахунок зміни елементів орбіти астероїдів, які досить сильно наближаються до Сонця, мають враховувати ще й так званий ефект Ярковського. Ця додаткова досить мала, але постійно діюча сила, виникає у астероїдів, один бік яких випромінює тепла трохи більше, ніж інший. Так, астероїд 6489 Golevka під впливом цієї сили за 15 років відхилився від розрахованої орбіти на 16 км. Відкриття в 1977 р. об'єкта 1977UB, що одержав назву 2060 Хірон, в 1992 р. – 5245 Фолус і в 1993 р. – Несс, орбіти яких знаходяться між орбітою Юпітера і Нептуна, започаткували новий клас астероїдів – так звані кентаври, хоча в каталозі Центра малих планет і кентаври, і тіла розсіяного диска знаходяться в одному списку. Пізніше виявилось, що об'єкт 2060 Хірон було знайдено на знімках ще за 1895 р. і це дозволило суттєво уточнити параметри його орбіти. Характерною властивістю кентаврів є хаотичність їх орбіти. Відмітимо, що об'єкт 1977 UB має ознаки як комети (наявність коми і хвоста), так і астероїда (оскільки його розмір значно перевершує розмір відомих комет); саме завдяки цьому факту його назвали на честь давньогрецького кентавра Хірона (напівлюдини – напівконя) і віднесли ще й до класу комет – 95/Р Хірон. Так, наприклад, в 1989 р. навколо цього об'єкта було виявлено пилову кому, а 30 січня 1990 р. в його спектрі було знайдено емісію смуги 0-0 молекули СN в довжині хвилі 387,5 нм. Відзначимо, що за розміром (166 км) він відноситься до найбільших тіл при альбедо у візуальних променях ~ 0,11.

Ще на початку 20-го сторіччя К. Хіраяма запропонував астероїди з досить близьким значенням небесно-механічних параметрів (велика піввісь, ексцентриситет і нахил орбіти) приписувати деяким батьківським тілам і виокремлювати їх у сімейства (Короніди, Марії, Теміс, великого кластера поблизу астероїда 8 Флора). Їм часто присвоюються імена головного астероїда сім'ї, на середину 2012 р. кількість офіційно признаних сімейств, які загалом називають сім'ями Хіроями, становить близько 20-30.

Свого часу Ф. Леонард висловив думку про можливе існування позанептунових тіл, одним з представників яких є Плутон. Вона була підхоплена і трансформована К. Еджевортом і Дж. Койпером в гіпотезу про існування великої кількості тіл, які створюють так званий пояс Койпера, який є можливим резервуаром потенційних комет; його тривалий пошук увінчався успіхом лише в 1992 р., коли на 2,2-м телескопі Гавайського університету було відкрито об'єкт 1992 QB₁, велика піввісь орбіти якого становила 44,5 а. о. Завдяки спостереженням на великих наземних телескопах і КТХ на окраїнах Сонячної системи з 1999 по 2003 рр. виявлено близько 800 невідомих раніше астероїдів. Наприклад, об'єкт 2003 UB313 був відносно яскравим і повільно рухався серед зірок. Пізніше його було виявлено на багатьох платівках архіву, які отримані щонайменше на 16 років раніше. Це дозволило розрахувати елементи його орбіти: піввісь 67,89 а. о., ексцентриситет 0,4378 і нахил орбіти до екліптики 43,993°. Розрахунки показали, що у 2003 р. цей об'єкт був поблизу афелію (відстань від Сонця 97,50 а. о.), а перигелію він досягне в 2257 р., коли відстань зменшиться до 38,2 а. о. Це дозволяє класифікувати його типовим членом поясу Койпера. Слід відзначити що сам Койпер вважав, що всі малі планети, якщо такі коли-небудь і перебували поблизу орбіти Плутона, мали б зміститися у дуже віддалені області, а простір, що безпосередньо прилягає до Плутона – вільний від космічних тіл. На травень 2012 р. відомо понад 1200 астероїдів пояса Койпера, більшість з яких має в поперечнику кілька сотень кілометрів, у десяти найбільших із них діаметр перевищує 1000 км. Вважається, що їх загальна маса навряд чи перевищує масу Місяця. Припускають, що всього в поясі Койпера є близько 500 000 астероїдів розміром більше 30 км. По площі поперечного перерізу пояс Койпера у півтора рази перевищує ту частину Сонячної системи, навколо якої він розташований, тобто, обмежену орбітою Нептуна. Більше 90% нововідкритих об'єктів рухаються по майже коловій орбіті на відстані від 30 до майже 50 а. о. від Сонця; багато які з орбіт сильно нахилені до площини Сонячної системи: для 20 об'єктів нахил перевищує 40°, а інколи доходить до 90°. Зовнішня границя поясу Койпера дуже різко обривається на відстані ~ 48 а. о. від Сонця.

Тіла поясу Койпера розділяють на такі класи:

класичні тіла, до яких відноситься більшість всіх відомих транснептунових тіл. Їх орбіти знаходяться між резонансами 3:2 і 2:1 з орбітальним рухом Нептуна, тобто, зі значеннями великої півосі в межах більше 39,4 і менше 47,8 а. о.;

резонансні тіла, які знаходяться в резонансі з Нептуном. Найнасиченішим є резонанс 3:2 (велика піввісь біля 39,4 а. о.). Оскільки в такому резонансі знаходиться Плутон, то тіла цього класу називають ще **плутонці (плутіно)**. Останнім часом знайдені тіла з іншими резонансами: 5:4, 4:3, 5:3, 7:4, 2:1, 7:3, 5:2;

тіла розсіяного диску вирізняються витягнутими орбітами з великим нахилом та ексцентриситетом. Популяція цих тіл простягається набагато далі від 50 а. о.;

відокремлені транснептунові тіла до яких відносять тіла з дуже витягнутими орбітами і перигелійною відстанню 40 а. о. (наприклад, 2000 CR₁₀₅ і 90377 Седна).

Зараз найкрупніші тіла поясу Койпера, Плутон та астероїд Церера виділено в окремий клас небесних тіл – карликові планети.

Найвіддаленіші планетоїди і хмара Оорта-Епіка. 5 березня 2004 р. очолювана М. Брауном група спостерігачів оголосила, що при спостереженнях на високогірній Паламарській обсерваторії у листопаді 2003 р. ними був відкритий найдальший об'єкт Сонячної системи, який на трьох послідовних знімках з інтервалом у 1,5 години перемістився всього на 4,6 кутових секунди. Оскільки на такому короткому інтервалі часу зсув транснептунового об'єкта, який практично знаходився майже в опозиції до Сонця, повністю визначається викликаним рухом Землі по своїй орбіті паралаксом, то його відстань від Сонця було оцінено майже в 100 а. о. Цей об'єкт одержав тимчасове позначення як мала планета з номером 2003 VB12, пізніше йому було присвоєно ім'я ескімоської богині моря Седни. В подальшому були оцінені параметри його орбіти: велика піввісь 480 \pm 40 а. о., нахил орбіти до екліптики 11,93°, мінімальна відстань від Сонця 76 а о., період обертання навколо Сонця ~ 10 500 років.

Орбіта Седни трохи нагадує орбіту деяких розсіяних об'єктів поясу Койпера. Відмінність лише в тому, що її перигелій розташовується настільки

далеко, що утворення такої орбіти ніяк не можна пояснити розсіюванням на вже відомих планетах Сонячної системи. Єдиний механізм, який міг би помістити Седну на таку витягнуту орбіту, вимагає або гравітаційного збурювання з боку ще не відкритої далекої планети, або сил, що подіяли на Седну зовні Сонячної системи. Для пояснення цього було запропоновано наступні три механізми.

1. Розсіювання на невідкритій ще планеті. Розсіяні об'єкти поясу Койпера могли з'явитися на сильно витягнутій орбіті через гравітаційний вплив планет-гігантів Сонячної системи, в результаті чого вони одержують різну порцію енергії і в залежності від цього – різне значення великої півосі, та практично не змінюють перигелійну відстань. Так, розсіяні Нептуном об'єкти можуть мати перигелійну відстань не більшу 38 а. о. Деякі екстраординарні випадки, які враховують можливу міграцію в минулому самого Нептуна, іноді дозволяють збільшити перигелій розсіяного ним тіла до 50 а. о. До відкриття Седни саме цим пояснювались усі без винятку витягнуті орбіти відомих тіл поясу Койпера, включаючи об'єкт 1999 СL119. Проте Седна, з перигелієм близько 76 а. о., відчутно порушила стрункість загальної картини, оскільки вона ніяк не могла бути розсіяна ні однією з відомих планет-гігантів Сонячної системи. Тому напрошується думка, що для відновлення порушеної картини необхідне існування ще не відкритої планети-гіганта на відстані близько 75 а. о., яка подібно Нептуну в поясі Койпера могла б розсіювати більш віддалені об'єкти. Але дослідження не менше 80% зоряного неба в смузі шириною 5 градусів навколо екліптики ніякої планети поки що не виявило. Якщо вона дійсно існує, чи була там колись у минулому, то її ознаки неминуче проявляться в орбітальних параметрах тих нових малих планет, що будуть відкриватися в майбутньому в цій віддаленій області. Проте поки що лише орбіта Седни наводила на думку, що десь за Нептуном обертається ще одна невідома планета зі значною масою.

2. Близький проліт зірки. З іншого боку, незвична орбіта Седни дуже нагадує можливі орбіти комет із хмари Оорта, які при тісних зближеннях з планетами-гігантами в межах планетарної зони були розсіяні на сильно ексцентричну орбіту. Якщо на такій орбіті комета відходить від Сонця на досить велику відстань, то випадкове гравітаційне збурення з боку сусідніх зірок і галактичні припливні сили можуть змінити орбіту настільки, що перигелій такої комети вийде далеко за межі планетарної зони і втратить всякий зв'язок з планетною системою. Виконані Оортом в 1950 р. розрахунки, які враховували очікувану частоту зоряних зближень в околиці Сонця і величину галактичних припливних сил, показують, що для того, щоб згаданий зовнішній вплив почав відігравати відчутну роль велика піввісь комети має бути більшою 104 а. о. Очевидна несумісність такої картини утворення хмари Оорта та існуючої орбіти Седни полягає в її явно недостатньому значенні перигелійної відстані для того, щоб зовнішні сили могли ефективно зрушити її перигелій.

Крім того, розрахунки показують, що лише дуже незначна частина геометрично можливих конфігурацій зоряних зближень у змозі так змінити орбіти розсіяних об'єктів поясу Койпера, щоб вони стали більше нагадувати орбіту тіла з хмари Оорта. Наприклад, тільки проліт зірки сонячної маси на швидкості 30 км/с перпендикулярно до площини екліптики на відстані 500 а. о. від Сонця зможе перетворити орбіту небесного об'єкта з перигелійною відстанню ~ 30 а. о. і великою піввіссю 480 а. о. в орбіту з перигелійною відстанню 76 а. о., зберігши велику піввісь незмінною; іншими словами, зможе перевести розсіяний об'єкт поясу Койпера на орбіту Седни. Але оцінки показують, що в умовах нинішнього зоряного оточення Сонячної системи можна вказати лише на одне настільки близьке проходження іншої зірки за увесь час існування нашої планетної системи і для підтвердження цього ефекту необхідно відкрити ще хоча б кілька об'єктів з орбітами схожими на Седну.

3. Утворення Сонячної системи в зоряному скупченні. Тісні зоряні зближення могли б відбуватися набагато частіше в ранню епоху існування Сонячної системи тоді, коли б процес утворення Сонця з первинної туманності відбувався всередині зоряного скупчення. До того ж, за таких умов відносна швидкість зірок при зближеннях мусила б бути істотно меншою, що приводило б до набагато могутніших динамічних ефектів. Чисельне моделювання, виконане Фернандесом і Бруніні в 2000 р., показало, що повільні і досить близькі зближення цілком можуть переводити розсіяні об'єкти поясу Койпера на орбіти, схожі з орбітою Седни. Такі ж процеси цілком можуть відбуватися і в більш віддаленій хмарі Оорта, з тією лише різницею, що в тіснішому зоряному оточенні планетезималям немає потреби мати настільки величезну велику піввісь орбіти для того, щоб почали працювати зовнішні сили. Розрахунки тих же Фернандеса й Бруніні показують, що формування Сонячної системи в умовах тісного зоряного оточення могло б наповнити всю внутрішню частину хмари Оорта дуже значною кількістю об'єктів з великими півосями близькими до 100 а. о., з перигелієм в інтервалі від 50 до 103 а. о., великими ексцентриситетами (~ 0.8) і широким розмаїттям нахилу орбіти до площини екліптики.

Саме цей сценарій першовідкривачі Седни вважають найбільш правдоподібним для пояснення орбіти нововідкритої малої планети. Якщо він виявиться правдивим, то орбіти об'єктів, які відкриються згодом у цій області будуть безпомилково вказувати на те, що на ранній стадії утворення Сонячної системи відбувалося в тісному оточенні сусідніх зірок. Такі нові малі планети повинні мати широкий діапазон нахилу і перигелійної відстані, але ніяк не

- 26 -

будуть вкладатися в рамки геометрії одного унікального зоряного зближення. Більш того, ретельні дослідження точного розподілу орбіт у внутрішній області хмари Оорта дозволить оцінити розмір батьківського зоряного скупчення.

У 2006 р. було виявлено ще один аналог Седни – 2006 SQ372, який є малим кометоподібним об'єктом і складається, найімовірніше, з осколків каменя і льоду. Його орбіта надзвичайно витягнута (е = 0,967), велика піввісь 1600 а. о., період обертання навколо Сонця близько 22 500 років, діаметр близько 50-100 км. Через велику віддаленість від Сонця у цього об'єкта хвіст не утворюється.

Комети. Комети в перекладі з грецької означають «волохаті» та відносяться до унікальних тіл та явищ у Сонячній системі. В переважній обльшості вони рухаються по параболічній орбіті, внаслідок чого їх можна спостерігати лише один раз. Значно менша їх частина обертається по еліптичній орбіті з різним ексцентриситетом і періодом обертання і тому вони називаються періодичними. Так, комета Галлея, яка названа на честь англійського астронома, математика і геофізика, який за її появою в 1531, 1607 і 1682 рр. розрахував елементи орбіти та передбачив її появу у 1758 р. Оскільки хроніки і літописи зберегли спогади про появу комети Галлея з 466 р. до нашої ери, то з того часу вона була видною на небосхилі через кожні 76,1 року. Загальною властивістю періодичних комет є групування їх афелійної відстані навколо орбіти планет-гігантів, на підставі чого їх розділили на сімейства Юпітера, Сатурна, Урана і Нептуна.

Орбіти комет еволюціонують під впливом гравітаційного поля планет і негравітаційних збурень, які зумовлюються реактивною силою внаслідок активних процесів на них. Інколи серед комет виділяють так звані незвичайні комети, до яких відносять ті, які мають хоча б одну з таких особливостей: велике активне ядро, орбіту, яка проходить поблизу земної орбіти чи Сонця і незвичайний хімічний склад.

Метеоритна речовина найчастіше проявляється унікальними явищами в земній атмосфері, які називають «падаючими зорями» і метеорними явищами та болідами, а наймасивніші її представники досягають Землі і їх називають метеоритами.

Всі згадані вище небесні об'єкти є досить холодними несамосвітними тілами, тому їх можна дистанційно досліджувати переважно по спостереженню відбитого ними сонячного світла. У залежності від характеристики його твердої поверхні, потужності і складу оточуючої атмосфери, фізичних умов, умови освітлення Сонцем і умов спостереження із земної поверхні, земної орбіти чи з космічного апарата – кожне тіло Сонячної системи можна вивчати фотометричним, спектральним чи поляризаційним методом у діапазоні довжини хвиль від гама-променів до радіохвиль кілометрового діапазону.

Далі розглянемо основні характеристики дифузно відбитого тілами Сонячної системи сонячного випромінювання, взаємодію світла з їх поверхнею, атмосферним газом і аерозолем, основні методи дослідження їх оптичних властивостей, апаратуру і методику спостереження, методи визначення фізичних характеристик тіл Сонячної системи та основні результати їх дослідження дистанційними методами, а також методи дослідження і основні характеристики екзопланет у Нашій Галактиці.

Розділ 1. Основні характеристики дифузно відбитого випромінювання

арактерною особливістю тіл Сонячної системи є їх надзвичайна слабкість як джерел теплової енергії, прояви якої можна зафіксувати лише в інфрачервоній (тепловій) ділянці спектра і в радіодіапазоні. А їх спостережуване світіння є результатом дифузного відбивання сонячного випромінювання.

Тому вивчення таких несамосвітних тіл базується на аналізі властивості дифузно відбитого випромінювання в залежності від умов освітлення і спостереження. Ці умови визначаються наступними параметрами: кутом падіння *і* та відбивання *є*, кутом фази (фазовим кутом) α.

Під фазовим кутом планети розуміють кут у центрі планети між напрямками на центр Сонця і на спостерігача.

Його мінімальне значення обмежується видимим з ТСС кутовим розміром Сонця. У деяких випадках, зокрема при розв'язанні задач переносу випромінювання, використовують, як правило, поняття кут розсіяння $\theta = \pi - \alpha$.

1.1. Умови освітлення

Величина кутів *i* та ε розраховується за планетоцентричними координатами точки на диску планети (рис. 1.1). Тут M – спостережна точка на диску планети; ψ , ψ_0 – планетоцентрична широта спостережної точки і Сонця (в системі координат, яка прив'язана до видимого екватора планети); L – планетоцентрична довгота спостережної точки, L_0 – планетоцентрична довгота Сонця; A' – кут нахилу екватора інтенсивності до видимого екватора планети. Зазначимо, що *під екватором інтенсивності розуміють великий круг, в якому лежать проведені з центра планети напрямки на Сонце і спостерігача*.

Косинус кута падіння соз $i = \mu_0$ і відбивання соз $\varepsilon = \mu$ для конкретної деталі диска обраховується за виразами

$$\mu_0 = \sin \psi_0 \sin \psi + \cos \psi_0 \cos \psi \cos (L \mp L_0), \qquad (1.1a)$$

$$\mu = \cos \psi \cos L. \tag{1.16}$$

Якщо екватор інтенсивності збігається з видимим екватором ($A' = 0^{\circ}$), то вираз (1.1a) набуває вигляду

$$\mu_0 = \cos \psi \cos \left(\alpha - L\right). \tag{1.1B}$$

При $\alpha = 0^{\circ}$ симетрично освітлюється увесь диск планети, а самі ці моменти називають *опозицією*. Для наземного спостерігача така ситуація ніколи не реалізується, а досяжними є якісь мінімальні значення фазового кута, що залежить від відстані планети до Сонця та Землі і воно ніколи не буває меншим за кутовий радіус Сонця.



Рис. 1.1. Визначення кутів падіння і відбивання.

При $\alpha = 180^{\circ}$ спостерігається повністю неосвітлений диск планети, що притаманне Меркурію, Венері і Місяцю під час їх проходження перед диском Сонця. Для проміжних значень фазового кута видима частина диска обмежена

з одного боку проекцією істинного краю планети – *лімбом*, а з іншого – проекцією межі між освітленою і неосвітленою частинами (*термінатором*).

Лінія, на якій знаходяться точки падіння і відбивання світла називається екватором інтенсивності.

Точку на екваторі інтенсивності, через яку проходить напрямок на Сонце (i = 0), називають підсонячною точкою.

Очевидно, що коли падаючий і відбитий промені знаходяться на екваторі інтенсивності по різні боки від напрямку на спостерігача, то між кутом фази і кутами падіння та відбивання світла існує зв'язок

$$\alpha = i + \varepsilon, \tag{1.2a}$$

а коли по один бік, то

$$\alpha = |i - \varepsilon|. \tag{1.26}$$

Якщо система координат прив'язана до екватора інтенсивності, то між кутами фази, падіння і відбивання світла має місце співвідношення

$$\cos \alpha = \mu \mu_0 - \left[(1 - \mu_0^2) (1 - \mu^2) \right]^{1/2} \cos \left(\phi - \phi_0 \right), \tag{1.3}$$

де ϕ_0 – азимут падаючого променя, ϕ – азимут відбитого променя. Очевидно, що в опозицію для всіх точок диска планети різниця азимутів становить 180°.

Поле дифузно відбитого випромінювання формується складними процесами відбивання, розсіяння і поглинання падаючого сонячного випромінювання, а самі ці процеси описуються теорією переносу випромінювання, розв'язання рівнянь якої враховує фізичні властивості поверхневого шару і атмосфери, а також їх механічні характеристики.

За сучасним уявленням тіла Сонячної системи утворилися внаслідок стиснення окремих фрагментів єдиного газопилового шару і на протязі мільярдів років еволюціонували до сучасного стану. Зокрема, поверхневий шар змінювався часі внаслідок вулканічних і тектонічних процесів, в бомбардування меншими космічними тілами, під впливом жорсткого сонячного випромінювання тощо, що призвело до утворення складного у тому числі рельєфу (макрорельєфу), кратерів різного розміру і мікронерівності (мікрорельєф) вже на деталях рельєфу.

Поверхневий шар, якому притаманний мікрорельєф, називатимемо шершавим (пористим, шпаристим).

Крім того, під впливом жорсткого сонячного випромінювання змінюються ще й оптичні властивості поверхневого шару, що підтверджується численними лабораторними дослідженнями. Наприклад, при бомбардуванні γ - променями з дозою приблизно $4 \cdot 10^6$ рентген затверділого у вакуумі SiO₂ спостерігалось зменшення відбивної здатності останнього. Спостерігались зміни й інших характеристик дифузно відбитого випромінювання.

Що стосується атмосфери, то головними чинниками є хімічний склад атмосфери, а також фізико-механічні властивості не газових складових, які прийнято називати *аерозолем*.

Механічні властивості поверхні характеризуються безрозмірними параметрами Мі:

$$z_1 = 2\pi r / \lambda, \tag{1.4a}$$

$$z_2 = 2\pi l/\lambda, \tag{1.46}$$

$$z_3 = 2\pi R/\lambda, \tag{1.4b}$$

де г – розмір нерівності або частинки, l – середня відстань між нерівностями або частинками, R – розмір небесного тіла, λ – довжина хвилі. При цьому завжди виконується нерівність

$$z_1 < z_2 < z_3$$
 (1.5)

При $z_1 \cong 1$ (подібна ситуація має місце також у колоїдному розчині) поля розсіяного різними частинками випромінювання перекриватимуться. Наявність різниці фаз між різними променями приводить до того, що під час формування сумарного поля суттєвою стає інтерференція і тому теорія розсіяння світла таким середовищем має враховувати фазові співвідношення між хвилями, які розсіяні окремими неоднорідностями. При $z_1 >> 1$, що справедливо для газоаерозольного середовища планетних атмосфер, поля не перекриваються. Унаслідок цього навіть у разі значної розбіжності фази променів, розсіяних різними частинками, не відбуватиметься явище інтерференції, це дає змогу оперувати не амплітудою, а інтенсивністю. Крім цих суто механічних характеристик розсіювальні і поглинальні властивості залежать ще й від спектрального значення комплексного показника заломлення

$$m(\lambda) = n_r(\lambda) - in_i(\lambda), \qquad (1.6a)$$

де $n_r(\lambda)$ та $n_i(\lambda)$ – дійсна і уявна частини показника заломлення. Цей показник пов'язаний з діелектричною сталою є та електропровідністю о виразом

$$m^2 = \varepsilon_r - i \left[\varepsilon_i + (4\pi\sigma/\nu)\right],\tag{1.66}$$

де v – частота електромагнітної хвилі у вакуумі. Дійсна частина показника заломлення характеризує розсіювальні властивості середовища, а уявна – поглинальні. На практиці використовують поняття абсолютного і відносного показника заломлення. Абсолютний показник заломлення середовища визначають відношенням швидкості поширення світла у вакуумі до фазової швидкості світла в певному середовищі, відносний – відношенням швидкості світла у двох середовищах. Показник заломлення для газового середовища залежить від його густини і температури, для рідких і твердих частинок – в основному від температури.

1.2. Опис світлового променя

Перш ніж перейти до опису особливості формування поля дифузно відбитого випромінювання, коротко опишемо характеристики світлової хвилі, яка є електромагнітною хвилею, в якій коливання електричного і магнітного векторів відбуваються в перпендикулярних площинах, які в свою чергу перпендикулярні напрямку поширення світла. Загалом така хвиля описується рівнянням кривої

$$\left(\frac{E_l}{a_l}\right)^2 + \left(\frac{E_r}{a_r}\right)^2 - 2\frac{E_l E_r}{a_l a_r} \cos \Delta = \sin^2 \Delta, \qquad (1.7)$$

яке є рівнянням конічного перетину і має форму еліпса, вписаного в прямокутник (рис. 1.2). Тут $\Delta = \Delta_1 - \Delta_2$, Δ_1 , Δ_2 – початкові фази паралельної і перпендикулярної складових вектора; a_l , a_r – складові його амплітуди (індекси *l* та *r* позначають паралельну і перпендикулярну площини).



Рис. 1.2. Еліпс поляризації хвилі

Світлову хвилю (1.7) називають еліптично поляризованою. Якщо

$$\Delta = \pi m \qquad (m = 0, 1, 2, ...), \tag{1.8}$$

то еліпс вироджується в пряму лінію, а світловий промінь стає лінійно поляризованим (лінійна поляризація)

$$E_l/E_r = (-1)^m a_l/a_r,$$
(1.9)

а якщо

 $\Delta = \pi m/2 \quad (m = \pm 1, \pm 2...) \tag{1.10}$

при $a_r = a_l$ – вироджується в коло і світловий промінь стає поляризованим по колу (колова, циркулярна поляризація)

$$E_l^2 + E_r^2 = a^2. (1.11)$$

Коли $0 < \Delta < \pi$, хвилям приписують праву колову поляризацію (додатна колова поляризація), а коли $\pi < \Delta < 2\pi$ – ліву (від'ємна колова поляризація). У загальному випадку осі еліпса не паралельні осям 0x і 0y, а між параметрами еліпса a, b та амплітудами світлової хвилі a_l, a_r існують співвідношення

$$a^2 + b^2 = a_l^2 + a_r^2, (1.12)$$

$$tg2\psi = 2a_l a_r \cos \Delta / (a_l^2 - a_r^2), \qquad (1.13)$$

$$\sin 2\chi = 2a_l a_r \sin \Delta / (a_l^2 + a_r^2), \qquad (1.14)$$

де – ($\pi/4$) < χ < ($\pi/4$) – допоміжний кут, який визначає форму та орієнтацію еліпса, а саме

$$tg\chi = \pm b/a. \tag{1.15}$$

Як видно, еліпс поляризації характеризується трьома незалежними величинами: амплітудами a_1 , a_r і різницею фаз Δ або величинами малої і великої півосей a, b і кута орієнтації еліпса ψ . У 1852 р. К. Стокс запропонував еліпс поляризації описувати чотирма параметрами:

$$I = a_1^2 + a_r^2 = I_1 + I_r, (1.16a)$$

$$Q = a_{l}^{2} - a_{r}^{2} = I_{l} - I_{r}, \qquad (1.166)$$

$$\mathbf{U} = 2\mathbf{a}_1 \ \mathbf{a}_r \ \cos\Delta \,, \tag{1.16B}$$

$$\mathbf{V} = 2\mathbf{a}_1 \ \mathbf{a}_r \sin\Delta \,, \tag{1.16r}$$

або

$$I = E_l E_{l^*} + E_r E_r^*, (1.17a)$$

$$Q = E_l E_{l^*} - E_r E_r^*, (1.176)$$

$$\mathbf{U} = \mathbf{E}_{l} \, \mathbf{E}_{r}^{*} + \mathbf{E}_{r} \, \mathbf{E}_{l}^{*}, \tag{1.17b}$$

$$\mathbf{V} = \mathbf{i}(\mathbf{E}_{l} \, \mathbf{E}_{r}^{*} - \mathbf{E}_{r} \, \mathbf{E}_{l}^{*}), \tag{1.17r}$$

які носять його ім'я (параметри Стокса I, Q, U та V). Параметр I характеризує інтенсивність світлового потоку, Q та U – лінійну поляризацію, V – колову. При цьому

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$$
(1.18)

Кожна з індивідуальних світлових хвиль, інтенсивність яких описується виразом (1.17), є повністю поляризованою, але світловий пучок з повною хаотичною орієнтацією окремих складових буде характеризуватися нульовими значення параметрів Стокса Q, U, V, тому він стає не поляризованим (натуральним). Для проміжного випадку неповної хаотичної орієнтації окремих складових вираз для інтенсивності матиме вигляд

$$I = I_0 + (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}, (1.19)$$

де I_0 – частка неполяризованого світла. Подібна ситуація буде і в макромасштабі, прикладом чого може бути Сонце. Незважаючи на те, що випромінювання його лімбових точок є лінійно поляризованим, але завдяки тому, що положення площини поляризації прив'язані до радіус-векторів, при практично сферичній формі (різниця екваторіального і полярного кутових радіусів 0,05" при середньому його значені 961,2") та досить високому ступені оптичної однорідності диска – світло інтегрального диска Сонця є практично не поляризованим.

Але за значної несферичності небесного тіла, або оптичної неоднорідності диска, яка виникає, наприклад, через явище затемнення в системі «зоря-зоря», або «зоря-планета» – оптична симетрія порушується, тому випромінювання інтегрального диска зорі (системи) стане частково лінійно поляризованим; прикладом цього є затемнювано змінні зорі. В залежності від геометрії затемнення будуть мати місце не лише залежності ступеня поляризації від фази затемнення, але й орієнтації площини поляризації. До речі, цей ефект можна використовувати для пошуку планет навколо зір.

На практиці, як правило, користуються не параметрами Стокса, а величинами лінійної *P* і колової *V'* поляризації та положенням площини лінійної поляризації ψ , які з параметрами Стокса зв'язані такими співвідношеннями:

для величини лінійної поляризації

$$P = (Q^2 + U^2)^{1/2} / I, (1.20)$$

(помножене на 100 виражається у відсотках, а на 1000 – у промілях);

для колової поляризації

 $V' = \sin 2\chi = V/I. \tag{1.21}$

З наведеного випливає, що ступінь лінійної поляризації не залежить від орієнтації системи координат, зміну якої відслідковує положення площини поляризації ψ

$$tg2\psi = U/Q; \tag{1.22}$$

Параметри Q, U та P, ψ зв'язані виразами

$$\mathbf{Q} = \mathbf{P} \cos 2\psi \tag{1.23a}$$

$$\mathbf{U} = \mathbf{P} \sin 2\psi \tag{1.236}$$

В спостережних роботах часто використовуються поняття «додатної» і «від'ємної» лінійної поляризації, які характеризують поляризацію з орієнтацією площини 90° (Q = -P) та 0°, чи 180° (Q = P), тому цими термінами можна користуватися лише тоді, коли параметр U \equiv 0. В усіх інших випадках необхідно наводити параметри Стокса Q, U чи P, ψ . Будьякий акт взаємодії світла з речовиною зумовлює зміну параметрів Стокса. Найпростішою є взаємодія випромінювання з ідеально гладкою поверхнею (дзеркальною)

1.3. Взаємодія світла із дзеркальною поверхнею

Якщо на межу двох середовищ (рис. 1.3), які характеризуються дійсними частинами показника заломлення n_{r1} та n_{r2} , падає світловий промінь під кутом *i*, то він частково відіб'ється під кутом є, а частково заломившись проникне в середовище під кутом *i'*, величину якого визначає закон заломлення Снеліуса

$$\sin i / \sin i' = n_{r2} / n_{r1} = n = v_2 / v_1,$$
 (1.24)

де v₁ та v₂ – швидкості поширення світла в цих середовищах. При n > 1 для кожного кута падіння існуватиме дійсний кут заломлення, тоді як при n < 1 такі кути існуватимуть лише за умови sin i < n. Для інших значень кута i матиме місце явище повного внутрішнього відбивання.

Розподіл енергії в ортогональних складових описується формулами Френеля: для відбитих променів
$$R_r = \left(\frac{\cos i - (n^2 - \sin^2 i)^{1/2}}{\cos i + (n^2 - \sin^2 i)^{1/2}}\right)^2,$$
(1.25a)

$$R_{l} = \left(\frac{n^{2}\cos i - (n^{2} - \sin^{2} i)^{1/2}}{n^{2}\cos i + (n^{2} - \sin^{2} i)^{1/2}}\right)^{2},$$
(1.256)

для заломлених променів



Рис. 1.3. Схема падіння і заломлення світлового променя

Звідси видно, що лише при $i = 0^{\circ} R_r = R_l$, тоді як для $i > 0^{\circ}$ ортогональні амплітуди відбитого випромінювання різні, тобто у разі падіння навіть неполяризованого променя, відбитий і заломлений будуть лінійно поляризованими. Легко переконатися, що за всіх значень кута падіння виконуються умови: $R_r > R_l$, $T_r < T_l$.

> Максимум поляризації припадає на кут падіння променя, який визначається з умови i = arctg n, (1.27) i називається кутом Брюстера.

Стан поляризації залежить від властивості випромінювання і природи середовища. Так, коли падаючий промінь неполяризований, то падаючий і заломлений промені завжди будуть лінійно поляризованим, тоді як при падінні лінійно поляризованого лише при взаємодії з діелектриками вони залишаться лінійно поляризованими. Що стосується положення площини поляризації, то при падінні неполяризованого променя у відбитого $\psi = 90^\circ$, у заломленого – 180°, а при падінні лінійно поляризованого – буде залежати ще й від орієнтації площини поляризації цього променя. Так, коли у падаючого променя $0 < \psi < 90^\circ$, то положення площини поляризації зміниться на $\Delta \psi$, величина якого для відбитого і заломленого променів визначаються однаковим виразом:

$$tg \,\Delta \psi = R_r / R_l \,, \text{ abo } T_r / T_l. \tag{1.28}$$

Для металічної поверхні відбите і пропущене випромінювання стає еліптично поляризованим.

У разі повного внутрішнього відбивання стан поляризації не змінюється, але між паралельною і перпендикулярною складовими з'являється різниця фаз, яка визначається формулою

$$tg\frac{\Delta}{2} = \frac{\sin i (\cos^2 i - n^2)^{1/2}}{\cos^2 i},$$
 (1.29)

тобто лінійно поляризоване випромінювання також перетворюється на еліптично поляризоване.

Значно складнішим є процес взаємодії світлового променя з частинками.

1.4. Розсіяння світла частинками

Якщо електромагнітну хвилю в довільній площині відліку зобразити двома складовими поля E_l^0 та E_r^0 , то після її взаємодії з середовищем складові поля E_l , E_r матимуть вигляд

$$E_l = A_2 E_l^0 + A_3 E_r^0, (1.30a)$$

$$E_r = A_4 E_l^0 + A_1 E_r^0, (1.306)$$

де A_i – коефіцієнти, а вектори Стокса падаючого і розсіяного випромінювання пов'язані співвідношенням

$$(I, Q, U, V) = F \times (I_0, Q_0, U_0, V_0), \tag{1.31}$$

де *F* – матриця з 16 елементами, кожний з яких є дійсним числом і квадратичною формою коефіцієнтів *A_i*. У загальному випадку матриця розсіяння має вигляд

$$F = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{vmatrix}$$
(1.32)

Елементи a_{ij} є функціями кутів падіння, відбивання і фазового кута, а їх кількість визначається орієнтацією частинок. Для хаотично орієнтованих частинок (1.32) зводиться до

$$F = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 & 0 \\ a_{21} & a_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} & a_{34} \\ 0 & 0 & -a_{34} & a_{44} \end{vmatrix},$$
(1.33)

а для сферичних частинок

$$F = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 & 0 \\ a_{12} & a_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} & a_{34} \\ 0 & 0 & -a_{34} & a_{33} \end{vmatrix}$$
(1.34)

Для цих ансамблів при кутах фази $\alpha = 0^{\circ}$ (розсіяння назад) та $\alpha = 180^{\circ}$ (розсіяння вперед) втрачається сенс введення поняття площини розсіяння, тому що нею може бути будь-яка площина, що проведена через вісь і збігається з напрямками падіння і відбивання світла, тому ненульовими елементами є лише діагональні елементи a_{ii} . Для орієнтованих частинок площину поляризації прив'язують не до площини розсіяння, а до площини орієнтації, а тому навіть при $\alpha = 0^{\circ}$ чи $\alpha = 180^{\circ}$ матриця розсіяння зберігає вигляд (1.32), тобто, ненульовими є всі 16 елементів.

У загальному випадку вектор Стокса розсіяного випромінювання (I, Q, U, V) має вигляд

$$\begin{array}{c}
I \\
Q \\
U \\
V \\
V \\
V
\end{array} = \begin{vmatrix}
a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\
a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\
a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\
a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44}
\end{vmatrix} \times \begin{vmatrix}
I_{0} \\
Q_{0} \\
U_{0} \\
V_{0}
\end{vmatrix},$$
(1.35)

а тому, незалежно від поляризаційних властивостей падаючого випромінювання, розсіяне завжди буде еліптично поляризованим, у тому числі й при $\alpha = 0^{\circ}$ та 180°. Прикладом такого середовище є міжзоряна матерія, завдяки чому світло багатьох зірок сильно поляризоване, у тому числі й еліптично. Оскільки вважається, що орієнтація частинок у міжзоряному середовищі виникає під дією гравітаційної сили чи магнітного поля, то спостережні дані про стан поляризації згаданих зір в часі може слугувати для моніторингу зміни не лише концентрації частинок, але й зміни орієнтації магнітного поля чи гравітаційних сил.

Для хаотично орієнтованих і сферичних частинок при $\alpha = 0^{\circ}$ і $\alpha = 180^{\circ}$ розсіяне випромінювання зберігає стан поляризації падаючого, а при інших значеннях α можливі наступні варіанти.

1. Якщо вектор Стокса має вигляд $(I_0, 0, 0, 0)$, то розсіяне випромінювання буде лінійно поляризованим з вектором (I, Q, 0, 0).

2. При векторі Стокса у вигляді (I_0 , Q_o , 0, 0) розсіяне світло також залишається лінійно поляризованим, але набуде вигляду (I_0 , Q, U, 0).

3. При вигляді вектора Стокса (I_0 , 0, U_o, 0) і (I_0 , Q_o, U_o, 0) розсіяне світло стане еліптично поляризованим, та набуде відповідно вигляду (I_0 , 0, U, V) і (I_0 , Q, U, V).

Параметри Стокса розсіяного середовищем світла розраховують за даними про елементи матриці розсіяння, які залежать від комплексного показника заломлення, розміру частинок та їх форми. Тому не дивно, що розробці методів таких розрахунків, які базуються на рівняннях Максвела, приділяється багато уваги.

> Розсіяне частинкою світло характеризується такими інтегральними характеристиками, як коефіцієнт розсіяння σ_s , коефіцієнт поглинання к, а їх сума $\sigma_{eff} = \sigma_s + \kappa - \epsilon$ коефіцієнтом ослаблення (екстинкції); вони мають розмірність см².

Відзначимо, що поняття коефіцієнт розсіяння та коефіцієнт поглинання означають ту відносну частку падаючого на частинку випромінювання, яка після взаємодії розсіюється в усіх напрямках, або поглинається нею.

Інколи для поглинальних властивостей частинки користуються поняттям *істинне поглинання*. Поряд з цим використовуються ще й безрозмірні величини, які які є відношенням відповідних коефіцієнтів до площі частинки та які називають *факторами ефективності розсіяння* C_s , *поглинання* C та *ослаблення* C_0 та. Наприклад, для ефективності розсіяння у випадку сферичних частинок

$$C_s = \sigma_s / \pi r^2, \tag{1.36}$$

де r – радіус частинки. Крім того,

для характеристики поглинальних властивостей використовують безрозмірне відношення

$$\omega = \sigma_s / \sigma_{\text{ext}} = C_s / C_0, \qquad (1.37)$$

яке називають альбедо одноразового розсіяння, альбедо частинки або ймовірність виживання кванта за одноразового розсіяння.

Інколи це відношення позначають літерою λ . У принципі останній термін є доречнішим, тому що це відношення визначає ту частку квантів, яка після взаємодії з частинкою не поглинається, а виживає. Якщо $\omega = 1$, то говорять, що відбувається **чисте**, або консервативне розсіяння.

Поряд з цими інтегральними параметрами, для визначення імовірності розсіяння кванта в заданому напрямку використовують поняття *індикатриса розсіяння*, яка нормується за формулою

$$\int_{(4\pi)} \chi(\alpha) \, d\omega/4\pi = 1 \, . \tag{1.38}$$

Індикатриса розсіяння має осьову симетрію (тобто не залежить від кута падіння і відбивання світла) лише для сферичної частинки. Враховуючи, що $d\omega = 2\pi \sin\alpha d\alpha$, формулу (1.38) можна переписати у вигляді

$$\frac{1}{2}\int_{0}^{\pi}\chi(\alpha)\sin\alpha\,d\alpha=1.$$
(1.39)

Для розрахунків, зважаючи на багаторазове розсіяння, використовують коефіцієнти розкладання індикатриси розсіяння в ряд за поліномами Лежандра

$$\chi(\alpha) = \sum_{i=0}^{n} \mathbf{x}_{i} P_{i} \left(\cos \alpha\right), \qquad (1.40)$$

де P_i (соs α) – приєднані поліноми Лежандра. Коефіцієнти x_i обчислюють за формулою

$$\mathbf{x}_{i} = \frac{2i+1}{2} \int_{0}^{\pi} \chi(\alpha) P_{i}(\cos \alpha) \sin \alpha \, d\alpha.$$
(1.41)

Нульовий коефіцієнт x₀ завжди дорівнює одиниці, x_i < 2i + 1 при довільному значенні $i \ge 1$. Ступінь витягнутості індикатриси розсіяння визначають першим коефіцієнтом

$$\mathbf{x}_{1} = \frac{3}{2} \int_{0}^{\pi} \chi(\alpha) \cos \alpha \sin \alpha \, d\alpha \tag{1.42}$$

або фактором асиметрії

$$g = < \cos \alpha > = x_1/3.$$
 (1.43)

Залежно від фізичних властивостей газоаерозольного середовища значення та кількість коефіцієнтів х_і можуть змінюватися в широких межах. Інколи використовують спрощені вирази для індикатриси розсіяння, найпростішими з яких є такі:

сферична

$$\chi(\alpha) = 1, \tag{1.44}$$

двочленна

 $\chi(\alpha) = 1 + x_1 \cos \alpha, \tag{1.45}$

тричленна

$$\chi(\alpha) = 1 + x_1 \cos \alpha + x_2 P_2(\cos \alpha). \tag{1.46}$$

Її окремим випадком є релеївська індикатриса, для якої $x_1 = 0$ та $x_2 = 0,5$. Оскільки у більшості випадків невідомі характеристики аерозолю, то часто використовують індикатрису Хеньї-Грінстейна: одночленну

$$\chi(\alpha) = \frac{1 - g^2}{\left(1 + g^2 + 2g\cos\alpha\right)^{3/2}} \quad 0 \le g \le 1$$
(1.47)

і двочленну

$$\chi(\alpha) = \frac{a(1-g_1^2)}{(1+g_1^2+2g_1\cos\alpha)^{3/2}} + \frac{(1-a)(1-g_2^2)}{(1+g_2^2+2g_2\cos\alpha)^{3/2}}.$$
 (1.48)

У формулі (1.48) значення параметрів g_1 та g_2 також знаходяться у згаданих вище межах, але вони відрізняються знаком. На відміну від індикатриси (1.47), яка має пік витягнутості лише вперед, індикатриса (1.48) має ще й пік витягнутості назад. У принципі, змінюючи ці параметри і параметр a (0 < a < 1), можна змоделювати довільну форму індикатриси розсіяння, але вибір параметрів g_1, g_2 та a неоднозначний і суб'єктивний. Для одночленної і двочленної індикатриси Хеньї-Грінстейна коефіцієнти x_i обраховують відповідно до виразів

та

$$\mathbf{x}_i = (2i+1) g^i \tag{1.49}$$

$$\mathbf{x}_{i} = (2i+1) \left[ag_{1}^{i} + (1-a) g_{2}^{i} \right].$$
(1.50)

Оскільки атмосфера є газоаерозольним середовищем, яке характеризується об'ємною концентрацією газу N_g та об'ємною концентрацією аерозолю N_a , то його оптичні властивості – це сума об'ємних коефіцієнтів розсіяння і поглинання газу та аерозолю, тобто, добутку відповідних

коефіцієнтів для однієї частинки та їх об'ємних концентрацій, які мають розмірність см⁻¹. Вирази для індикатриси розсіяння та альбедо одноразового розсіяння мають вигляд

$$\chi(\alpha) = \beta \chi_g(\alpha) + (1 - \beta) \chi_a(\alpha), \qquad (1.51a)$$

$$\omega = [1 + (1 - \beta) (1 + 1/\omega_a)]^{-1}, \qquad (1.516)$$

де

$$\beta = \sigma_g / (\sigma_g + \sigma_a). \tag{1.52}$$

Перерахунок параметра β з фіксованої довжини хвилі λ_0 на іншу здійснюється згідно із залежністю

$$\beta(\lambda) = \frac{1}{1 + \frac{\left[1 - \beta(\lambda_0)\right]}{\beta(\lambda_0)} \frac{\sigma_a^0(\lambda)}{\sigma_a^0(\lambda_0)} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^4}.$$
(1.53)

Для характеристики середовища вцілому використовують поняття *оптична товщина*

$$\tau_0 = \int_0^\infty \sigma_{\text{ext}}^0(h) \, dh \tag{1.54a}$$

та оптична глибина

$$\tau = \int_{\infty}^{h_0} \sigma_{\text{ext}}^0 (h) \, dh \,, \tag{1.546}$$

Реальні аерозольні середовища — це набір частинок різного розміру, для опису чого використовують поняття **функції (закону) розподілу частинок за розміром** N(r); такі середовища називають **полідисперсним**.

Для характеристики такого середовища замість поняття коефіцієнт розсіяння, поглинання та ослаблення окремою частинкою, вживають поняття «коефіцієнт розсіяння (поглинання, ослаблення) полідисперсної системи», або «полідисперсний коефіцієнт», які визначають, наприклад, так

$$\sigma_{s}^{0}(r_{0}) = \frac{\int_{0}^{\infty} N(r) \sigma_{s}^{0}(r) dr}{\int_{0}^{\infty} N(r) dr}$$
(1.55)

Розподіл частинок за розміром у полідисперсному середовищі можна подати у вигляді таблиці, або апроксимувати аналітичним виразом. Для його підбору доцільно виходити з вимоги теоретичного та експериментального обґрунтування, а також найбільшої універсальності. Заміна лише значення параметрів (параметра) одного й того самого закону дає змогу описувати розподіл частинок за розміром у різних середовищах. Крім того, кількість параметрів має бути мінімальною, але достатньою для адекватного опису реального розподілу частинок за розміром. Найчастіше використовують двопараметричні функції, в яких один з параметрів характеризує середнє значення радіуса, а другий – їхню дисперсію. У більшості випадків середовище можна описати лише одним набором вільних параметрів і його називають одномодальним. Інколи потрібно використовувати два чи більше наборів параметрів певного типу закону, або навіть різних видів функції розподілу. Таке середовище називають двомодальним, тримодальним і т. д.

Найпоширенішими є наступні вирази для N(r).

Степеневий розподіл (розподіл Юнга)

$$N(r) = A r^{-n};$$
 (1.56)

розподіл Гауса

$$N(r) = \frac{A}{(2\pi v_{\rm ef}^2)^{1/2}} \exp\left[-(r-\bar{r})^2/2v_{\rm ef}^2\right], \qquad (1.57)$$

де \bar{r} та v_{ef}^2 – середньоарифметичний радіус частинок та їхня дисперсія:

$$\bar{r} = \int_{0}^{\infty} rN(r) dr \bigg/ \int_{0}^{\infty} N(r) dr, \qquad (1.58a)$$

$$\sigma^2 = (r - \bar{r})^2$$
; (1.586)

модифікований Д. Дейрменджаном гамма-розподіл

$$N(r) = A r^{\alpha} \exp\left[-br^{\gamma}\right], \qquad (1.59)$$

де α , b, γ – параметри які є додатними дійсними числами а α – ще й цілим числом. Між цими параметрами існує такий зв'язок

$$\boldsymbol{b} = \alpha / \gamma r_m^{\gamma}, \tag{1.60}$$

де r_m – так званий *модальний радіус частинок*, під яким розуміють розмір частинок, кількість яких $N(r_m)$ у певному розподілі є максимальною. При цьому

$$N(r_m) = A r_m^{\alpha} \exp\left[-\alpha/\gamma\right].$$
(1.61)

Інколи використовують *інші форми запису модифікованого гаммарозподілу:*

$$N(r) = A r^{[(1-v_{\rm ef})/v_{\rm ef}]} \exp[-r/r_{\rm ef} v_{\rm ef}], \qquad (1.62a)$$

$$N(r) = Ar^{\alpha} \exp[-\alpha r/\gamma r_m], \qquad (1.626)$$

$$N(r) = Ar^{-\alpha} \exp[-(\alpha/\gamma)(r/r_m)^{1/2}].$$
 (1.62b)

Тут

$$\mathbf{v}_{\rm ef} = \frac{\int_{0}^{\infty} (r - r_{\rm ef})^2 r^2 N(r) dr}{r_{\rm ef}^2 \int_{0}^{\infty} r^2 N(r) dr},$$
(1.63a)
$$r_{\rm ef} = \frac{\int_{0}^{\infty} r^3 N(r) dr}{\int_{0}^{\infty} r^2 N(r) dr},$$
(1.635)

де *r*_{ef} – *ефективний радіус частинок*. Модальний та ефективний радіус пов'язані між собою співвідношенням

$$r_m = r_{\rm ef} \, (1 - 3v_{\rm ef}); \tag{1.64}$$

нормально-логарифмічний розподіл дається формулою

$$N(r) dr = \frac{A}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \exp\left[-\frac{\ln^2(r/r_0)}{2\sigma^2}\right] d\ln r, \qquad (1.65)$$

де r_0 – середньогеометричний радіус частинок, σ^2 – дисперсія їх розмірів. Їх обраховують за формулами

$$\ln r_{0} = \int_{0}^{\infty} (\ln r) N(r) dr, \qquad (1.66a)$$
$$\sigma^{2} = \int_{0}^{\infty} \ln^{2} (r/r_{0}) N(r) dr. \qquad (1.666)$$

Слід очікувати, що в деяких випадках одне й те саме середовище з обмеженим розміром частинок можна описувати приблизно з однаковою достовірністю кількома законами з відповідними значеннями параметрів. Через це важливо мати прості вирази для перерахунку значень параметрів у разі переходу від одного закону до іншого. Це робиться виходячи з умов нормування

$$\int_{0}^{\infty} N(r) dr = 1$$
(1.67)

Так для законів (1.62a) і (1.66a)

$$\overline{r} = r_0 \exp\left[\sigma^2/2\right],\tag{1.68}$$

а для законів (1.57) і (1.59)

 $r_{\rm ef} = r_0 \exp\left[2,5\sigma^2\right]. \tag{1.69}$

В обох випадках

$$v_{\rm ef} = \exp\left[\sigma^2\right] - 1.$$
 (1.70)

- 47 -

Існування таких наближених співвідношень дуже зручне тоді, коли потрібно порівняти між собою результати робіт, в яких було використано різні функції розподілу частинок за розміром.

Найпростішими є задачі розсіяння світла дуже дрібними і дуже великими частинками. Спочатку розглянемо *варіант дуже дрібних частинок*, поняття яких потребує виконання таких обмежень:

$$z \ll 1, \tag{1.71a}$$

$$z \left| m\left(\lambda\right) \right| \ll 1. \tag{1.716}$$

Завдяки виконанню першої нерівності зовнішнє електромагнітне поле можна вважати однорідним. Друга нерівність означає, що це поле настільки швидко проникає в частинку, що електростатична поляризація в останній встановлюється за час значно менший періоду коливань. Розсіяння на таких частинках називають релеївським. Характерною властивістю релеївського розсіяння є незалежність структури матриці розсіяння від форми частинок.

Для ізотропних частинок з відносно малим комплексним показником заломлення ступінь поляризації та індикатрису розсіяння визначають виразами

$$P(\alpha) = \sin^2 \alpha / (1 + \cos^2 \alpha), \qquad (1.72a)$$

$$\chi(\alpha) = 3(1 + \cos^2 \alpha)/4.$$
(1.726)

У разі дуже великого (порівняно з одиницею) комплексного показника заломлення електричне поле практично не проникає в частинку. Тоді вираз (1.72а) набуває вигляду

$$P(\alpha) = 3\sin^2 \alpha / (5 - 8\cos \alpha + 5\cos^2 \alpha). \tag{1.73}$$

Це зумовлено тим, що для великої уявної частини показника заломлення при будь-якому куті падіння кут заломлення буде дуже малим, тому дуже малою буде частка поля, яка проникла в частинку та яка до того ж практично повністю поглинається.

Взаємодія електромагнітного поля з такими частинками приводить до виникнення резонансних коливань на довжині хвиль $\lambda = 2rm(\lambda)/n$ (при n = 1, 2, 3, ...), а коефіцієнт розсіяння ушестеро більший перетину частинки. Із виразів випливає, що

розсіяне дрібними ізотропними частинками світло для всіх значень фазового кута буде лінійно поляризованим і досягатиме 100% при $\alpha = 90^{\circ}$ для речовини з малим комплексним показником заломлення та при $\alpha = 60^{\circ}$ – з дуже великим; в усьому діапазоні фазових кутів площина поляризації перпендикулярна площині розсіяння, тобто, поляризація є додатною.

Крім того індикатриси розсіяння дрібних частинок з малим і дуже великим значенням $m(\lambda)$ дещо різні.

Для однорідних ізотропних сферичних частинок фактор ефективності розсіяння і поглинання визначають за **формулами Лоренца**

$$C_{s} = \frac{8}{3} z^{4} \left| \frac{m^{2} - 1}{m^{2} + 2} \right|^{2},$$

$$C_{\kappa} = -4z Im \left(\frac{m^{2} - 1}{m^{2} + 2} \right).$$
(1.74a)
(1.746)

Величину $4\pi r^3[(m^2-1)/3(m^2+2)]$ називають поляризованістю сферичної частинки радіусом r.

Для ізотропних релеївських частинок матриця розсіяння має вигляд

$$F = \begin{vmatrix} \frac{3}{4}(1+\cos^{2}\alpha) & -\frac{3}{4}\sin^{2}\alpha & 0 & 0\\ -\frac{3}{4}\sin^{2}\alpha & \frac{3}{4}(1+\cos^{2}\alpha) & 0 & 0\\ 0 & 0 & \frac{3}{2}\cos\alpha & 0\\ 0 & 0 & 0 & \frac{3}{2}\cos\alpha \end{vmatrix}.$$
 (1.75a)

Звідси видно, що за освітлення такого середовища неполяризованим або лінійно поляризованим випромінюванням розсіяне випромінювання завжди

лінійно поляризоване. Для анізотропних частинок матриця (1.75а) зводиться до вигляду

де

$$\Delta = 2 \left(1 - \delta\right) / (2 + \delta); \tag{1.76a}$$

$$\Delta' = (1 - 2\delta)/(1 - \delta); \tag{1.766}$$

δ – коефіцієнт деполяризації величина якого відносно мала.

Показовим прикладом природної анізотропії є молекули газу. Вирази для ступеня поляризації, індикатриси розсіяння і коефіцієнта розсіяння для непоглинаючих частинок мають вигляд

$$P(\alpha) = \frac{\sin^2 \alpha}{1 + \cos^2 \alpha + \delta/(1 - \delta)},$$
(1.77a)

$$\chi(\alpha) = \frac{3}{4} \left[(1 + \cos^2 \alpha)(1 - \delta) + 2\delta \right],$$
(1.776)

$$C_{s} = \frac{8}{3}z^{4} \left| \frac{m^{2} - 1}{m^{2} + 2} \right|^{2} \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta}$$
(1.78B)

Прикладом такого середовища є газова атмосфера, коли між дійсною частиною показника заломлення n_r , питомою рефракцією r_s і питомою густиною γ_g , згідно з формулами Лоренц-Лоренца існує такий зв'язок

$$(n_r^2 - 1)/(n_r^2 + 2) = r_s \gamma_g.$$
(1.78r)

Іншим граничним варіантом є *модель великих частинок*, яка потребує виконання умови

 $z \gg 1. \tag{1.79}$

Процес взаємодії світла з такими частинками з погляду виявлення найхарактерніших властивостей розсіяного випромінювання зручніше вивчати в рамках геометричної оптики. Основною відмінністю розсіяння світла великими частинками є те, що падаючий світловий пучок можна розглядати як набір окремих променів кожний з яких поширюється в чітко визначеному напрямку.

Нагадаємо, що згідно з теорією дифракції Френеля для самостійного існування пучка необхідно, щоб його ширина, яку в цьому випадку ототожнюють з розміром частинки, була значно більшою за довжину хвилі. Це дає змогу чітко розмежовувати промені, які падають безпосередньо на частинку і проходять повз неї. Промені, які падають безпосередньо на частинку, згідно формул Френеля частково відіб'ються і частково заломляться. Останні після кількох внутрішніх відбивань можуть також залишити частинку.

Виходячи із законів геометричної оптики розглянемо процеси, що відбуваються під час взаємодії світла з великою ідеально гладкою сферою (дощовою краплею, рис. 1.4).

Промінь A падає під кутом i до поверхні, він частково відіб'ється під кутом є та частково заломиться під кутом i'. Напрямок поширення, інтенсивність і фаза обох компонент визначаються законами Френеля. Подібний розподіл на відбитий і заломлений промені виникає також з досягненням чергової межі розподілу. Оскільки на шляху новоутвореного заломленого променя з'явиться нова межа розподілу, то такий процес буде багаторазовим. Оптичні властивості і просторовий розподіл цих променів визначаються фізичними властивостями частинок, їхнім розміром, структурою і формою.

При комплексному показнику заломлення заломлені промені будуть частково поглинатись, завдяки чому кількість променів, які залишають частинку зменшується зі збільшенням $n_i(\lambda)$ і в граничному випадку може досягти нульового значення. Промені, які проходять поза частинкою, утворюють фронт плоскої хвилі, частина якого (за формою і розміром відповідає геометричній тіні частинки) втрачається. Згідно з принципом Гюйгенса, це зумовлює появу на великій відстані від частинки відповідного розподілу інтенсивності в просторі, відомого як картина дифракції Фраунгофера. Розподіл інтенсивності в ній залежить від форми і розміру частинок, але не пов'язаний з їхньою природою, а стан поляризації дифрагованого світла залишається таким самим як і падаючого.



Рис. 1.4. Схема взаємодії світлової хвилі з великою сферичною частинкою: *А*, *В* – падаючі промені; 0 – відбиті промені; *1-3* – промені які залишили частинку відповідно після одного, двох і трьох відбивань

При цьому інтенсивності ортогональних складових променів, які вийшли з частинки після *n*-кратного внутрішнього відбивання пропорційна величині

$$(1 - R_{l,r}^2)^2 (-R_{l,r})^{2n-2}$$
 при $n = 1, 2, 3, ...$ (1.80)

З огляду на те, що відбитий і заломлений промені поляризовані в ортогональних площинах, ступінь поляризації розсіяного великою частинкою світла залежно від кратності внутрішніх відбивань, може бути як додатним, так і від'ємним. Наприклад, ступінь поляризації двічі заломленого випромінювання є від'ємна і дорівнює

$$P^{(2)} = \frac{\cos^4 \alpha^{(2)} / 2 - 1}{\cos^4 \alpha^{(2)} / 2 + 1},$$
(1.81)

де $\alpha^{(2)} = 2 (i - i')$. Тому залежність ступеня поляризації розсіяного великою сферою світла від фазового кута та її розміру є досить складною (рис. 1.5, 1.6). Ці залежності чутливі ще й до поглинальних властивостей матеріалу частинки. Так, при z = 16 наявність значного поглинання не змінює форму фазової залежності, але зменшує від'ємну поляризацію і збільшує додатну, при z = 100 від'ємна поляризація повністю зникає, а додатна нагадує френелівську.

Не менш складною є залежність від дійсної частини показника заломлення частинок (рис. 1.7). Промінь, який залишив частинку після *n*кратного внутрішнього відбивання, проходить довший оптичний шлях, унаслідок чого виникає різниця фаз

$$\Delta = 2z(\sin i - nm(\lambda)\sin i') \tag{1.82}$$

цього променя і променя, який безпосередньо відбився під кутом є. Ці промені будуть між собою інтерферувати, створюючи мінімуми і максимуми інтенсивності на фазовій залежності інтенсивності розсіяного світла, це проявляється добре відомим, але від цього не менш прекрасним, явищем веселки. Положення останніх визначають за формулою

$$θ = 2(kπ - i + ni'), (n, k - цілі числа).$$
 (1.83)

Найпотужнішою є перша веселка (n = 2), інтенсивність інших зменшується зі збільшенням порядку (n = 3, 4, ...). Для дощових крапель перша і друга веселки спостерігаються на кутах 138° і 128,7°. Їх світло сильно поляризоване.



Рис. 1.5. Залежність ступеня поляризації однорідних монодисперсних сфер (1) і сплюснутих сфероїдів з аспектом 1,7 (2) від кута розсіяння $(m(\lambda) = 1,53 + 0,008i; z = 30)$



Рис. 1.6. Залежність ступеня поляризації монодисперсних сферичних частинок від розміру Мі



Рис. 1.7. Залежність ступеня поляризації монодисперсних сферичних частинок від значення дійсної частини показника заломлення при $\alpha = 40^{\circ}$ і z = 11,5

На додаток до вище наведених властивостей дифрагованої частини пучка слід відзначити відмінність просторового розподілу інтенсивності відбитого і заломленого променів, що виявляється у локалізації дифрагованих променів у напрямку поширення електромагнітних коливань, тобто, у напрямку $\alpha = 180^{\circ}$. Інтенсивність цієї локалізації (дифракційного піка) збільшується зі збільшенням розміру частинок а її кутова ширина зменшується. Крім того, згідно з принципом Гюйгенса-Френеля нові хвильові фронти, які виникають унаслідок дифракції, інтерферують. Для кутів розсіяння близьких до 0° чи 180° це зумовлює виникнення вінця різної яскравості. Таке явище (*глорію*) можна спостерігати навколо Сонця чи Місяця за наявності тонкої пелени, а інколи – у протилежному їм напрямку.

Звернемо увагу ще на одну характерну властивість розсіяння світла на великій частинці – **парадокс ослаблення**: частинка вилучає з падаючого пучка вдвічі більше енергії, ніж падає на неї, тобто величину пропорційну не πr^2 , а $2\pi r^2$. Це викликано тим, що з одного боку, згідно з принципом Бабіне, дифракція світла на краю частинки зумовлює додаткове розсіяння, величина якого пропорційна поперечному перетину частинки – πr^2 , а з іншого – точно така ж величина вилучається з пучка під час безпосередньої його взаємодії з частинкою. Наявність парадокса ослаблення приводить ще до одного важливого наслідку: для великих частинок величина альбедо одноразового розсіяння не може бути менше 0,5, це пояснюється виразом

$$\omega = (\pi r^2 + \sigma_s^{(1)} + \sigma_s^{(2)}) / (\pi r^2 + \sigma_s^{(1)} + \sigma_s^{(2)} + \kappa),$$
(1.84)

де $\sigma_s^{(1)}$, $\sigma_s^{(2)}$ – складові коефіцієнта розсіяння утворені променями безпосередньо відбитими частинкою і променями, що вийшли з неї після багаторазового внутрішнього відбивання. Очевидно, що для сильно поглинаючих частинок, коли $\sigma_s^{(1)} + \sigma_s^{(2)} = 0$,

$$\omega = \pi r^2 / (\pi r^2 + \kappa) = 0.5.$$
 (1.85)

У той же час для дрібних частинок величина ω в граничному випадку може наближатися до нуля. Це викликано тим, що згідно (1.74), фактори ефективності розсіяння і поглинання пропорційні z^4 і z.

Говорячи про відмінність розсіяння дрібними і великими частинками не можна обійти питання спектральної залежності параметрів Стокса. Для цього розглянемо модель, відповідно до якої дійсна та уявна частина показника заломлення не залежить від довжини хвилі, що виключає вплив спектральної залежності цих параметрів на значення $\omega(\lambda)$. У цій моделі ступінь поляризації та індикатриса розсіяння навіть анізотропними дрібними частинками не залежать від довжини хвилі, тоді як коефіцієнт розсіяння і поглинання збільшуються зі зменшенням довжини хвилі як λ^{-4} і λ^{-1} . Зовсім інша ситуація спостерігається для великих частинок, оскільки згадані характеристики розсіяного світла мають досить складну спектральну залежність; про це детальніше йтиметься нижче, а тут лише зазначимо, що для таких частинок коефіцієнт ослаблення (для комплексного показника заломлення), або розсіяння (для суто розсіюючі частинки) не залежить від довжини хвилі і рівний $2\pi r^2$.

Отже, для дрібних частинок, незалежно від їхньої природи і форми, у першому наближенні можна вважати відомими спектральні параметри Стокса для всіх значень кута фази. Для великих частинок наближення дощової краплі дає змогу дійти переважно якісних висновків щодо характеру спектральної і фазової залежностей елементів матриці розсіяння. Для кількісних оцінок розв'язується задача теорії розсіяння світла частинками, яка ґрунтується на розв'язанні рівнянь Максвелла. Найпростіший розв'язок існує для однорідних сфер і має назву теорії Мі, для еліпсоподібних частинок і дещо іншої форми. В останні роки активно розробляються аналітичні та чисельні методи розрахунку елементів матриці розсіяння світла на частинках досить складної форми. Наприклад А. Мугнаї та В. Віскомб отримали точний розв'язок для так званих чебишевських частинок, форма яких є результуючою обертання кривої

$$r = r_0 \left[1 + \varepsilon T_n \left(\cos\theta\right)\right],\tag{1.86}$$

де $|\varepsilon| < 1$ – параметр деформації сферичної частинки радіусом r_0 , θ – кут, який відраховують від вертикальної осі, $T_n (\cos \theta)$ – поліноми Чебишева ступеня n. Досить ефективний метод, який ґрунтується на використанні так званого T-метода, розробив М. Міщенко для хаотично орієнтованих витягнутих еліпсоїдів тощо. Особливий клас розсіювачів складають шершаві частинки, які отримали назву *пухоподібних кластерів* чи *агрегатних частинок*. Ці розрахунки та численне лабораторне моделюванням процесу розсіяння світла несферичними частинками вказали на суттєві розбіжності матриць розсіяння.

Ґрунтуючись на результатах чисельного і лабораторного моделювання елементів матриці розсіяння світла частинками, наведемо найхарактерніші їхні особливості, які тією чи іншою мірою властиві частинкам різної форми та орієнтації. Як уже зазначалося, ступінь і знак поляризації для великих частинок сильно залежать від їхньої природи, розміру і дисперсії розміру. Для монодисперсного аерозолю спостерігаються високочастотні і високоамплітудні осциляції ступеня поляризації і його знака на відповідній залежності від кута фази, розміру частинки і показника заломлення. Для полідисперсних систем і частота, і амплітуда цих осциляцій зменшуються (рис. 1.8).



Рис. 1.8. Вплив полідисперсності на вигляд фазової залежності ступеня поляризації для сферичних частинок з $n_r = 1,50$ при ln $z_0 = 3,0$

розсіяння Форма індикатриси також залежить від згаданих характеристик, особливо сильно збільшується пік розсіяння вперед зі збільшенням розміру. Ефективність розсіяння (екстинкції) світла має досить специфічну залежність від радіуса Мі (рис. 1.9). Величина z, за якої фактор ефективності розсіяння (ослаблення) досягає максимального значення (Z'), зменшується зі збільшенням дійсної частини показника заломлення і дисперсії розміру частинок. Враховуючи, що $z = 2\pi r/\lambda$, дані на рис. 1.9 можна трактувати як залежність від розміру частинки, або довжини хвилі. Зауважимо, що при $m(\lambda) = \text{const}$, цю залежність використовують для визначення розміру частинки.



Рис. 1.9. Зміна відношення $\sigma_s(z_0) / \sigma_{s, max}$ при $\delta^2 = 0,1$ (штрихова крива при $n_r = 1,33$ для монодисперсних частинок)

Якщо графічну залежність $\sigma_s(\lambda)$ виразити аналітично як

$$\sigma_{s}(\lambda) = \sigma_{s}(\lambda_{0}) \left(\lambda/\lambda_{0}\right)^{n}, \qquad (1.87)$$

то для релеївських частинок параметр n = -4. Для більших частинок цей параметр зменшуватиметься та ще й змінюватиме знак. У першому наближенні розсіяння на молекулах різних газів можна вважати релеївським, хоча через зміну показника заломлення газу з довжиною хвилі ця залежність є складнішою.

Для альбедо одноразового розсіяння (рис. 1.10) найменше його значення спостерігається не при найбільших значеннях *z* чи *n*, а за якогось значення *z'* яке є також функцією розміру частинок, уявної та дійсної частини показника заломлення. Крім того, за одних і тих самих значень розміру частинки та уявної частини показника заломлення альбедо одноразового розсіяння матиме менші значення для речовини з меншою дійсною частиною показника заломлення.

Поряд із цими загальними властивостями встановлено відмінність елементів матриці розсіяння для сферичних і хаотично орієнтованих частинок, які зводяться до наступного.



Рис. 1.10. Залежність альбедо одноразового розсіяння від зміни уявної частини показника заломлення n_i для z = 12

1. Залежності ступеня поляризації від кута фази у загальних рисах відтворює відповідні залежності для сферичних частинок.

2. На фазовій залежності $P(\alpha)$ інтерференційна структура виражена менше. Фізично це можна пояснити тим, що ефективна площа несферичної частинки змінюється зі зміною напрямку орієнтації, через що хаотичність діє як псевдополідисперизація за розміром. Очевидно, що для монодисперсних несферичних частинок зменшення інтерференційної структури буде відчутнішим у разі збільшення несферичності.

3. Для індикатриси розсіяння інтерференційна структура також послаблюється та значно менш вираженим є пік зворотного розсіяння. В останньому спостерігається деяка суперечність між експериментом і розрахунками. Так, у більшості експериментальних робіт було показано, що пік зворотного розсіяння або повністю відсутній, або сильно ослаблений, тоді як математичне моделювання констатує лише деяке ослаблення. Можливою причиною цього є те, що в лабораторних експериментах досліджувались середовища з частинками не лише різного розміру, а й різної форми, у тому

числі з різким зламом (уламки скла, кубики тощо), при математичному моделювання частинки бралися лише овальної форми.

4. Альбедо одноразового розсіяння слабо залежить від форми частинок.

Взаємодія світла з поверхневим шаром і атмосферою формує інтенсивність дифузно відбитого випромінювання, властивості якого в планетній астрофізиці позначають різними термінами, на визначені деяких із них зупинимось нижче.

1.5. Параметри поля відбитого випромінювання

Інтенсивність відбитого випромінювання І визначають так. Якщо на розташовану перпендикулярно до напрямку променя елементарну площадку ds падає сонячне випромінювання в інтервалі частоти dv у тілесному куті d ω за час dt (рис. 1.11), то його кількість dE визначають по формулі:

 $dE = Idsdvd\omega dt$.

Коефіцієнт пропорційності І, або інтенсивність відбитого випромінювання, визначає кількість променевої енергії, яка падає в одиничному інтервалі частоти за одиницю часу в одиничному тілесному куті на одиничну площадку, що розташована перпендикулярно до напрямку випромінювання.



Рис. 1.11. Схема падіння і відбивання світла

(1.88)

Якщо інтенсивність випромінювання відома, можна визначити й інші характеристики.

> Однією з них є **густина випромінювання** ρ_{v} , яка *визначає кількість променевої енергії в одиниці об'єму:*

$$\rho_{\rm v} = I_{\rm v} \Delta \omega / c, \tag{1.89}$$

де *с* – швидкість світла.

У загальному випадку коли на об'єм падає випромінювання з усіх боків

$$\rho_{\nu} = \frac{1}{c} \int I_{\nu} d\omega \,. \tag{1.90}$$

За умови ізотропного випромінювання

$$\rho_{\rm v} = 4\pi I_{\rm v}/c. \tag{1.91}$$

Важливою величиною є потік випромінювання H_v – кількість променевої енергії, яка проходить через одиничну площадку за одиницю часу в одиничному інтервалі частот у заданому напрямку.

Цю величину описує вираз

$$H_{\nu} = \int_{0}^{\pi} d\varphi \int_{0}^{2\pi} I_{\nu} \cos \varepsilon \sin \varepsilon \, d\varepsilon \,, \qquad (1.92)$$

де ф – азимут вибраного напрямку.

Визначення потоку ще можна сформулювати як різницю освітленості площадки з протилежних боків, а саме

$$H_{\nu} = E_{\nu}^{+} - E_{\nu}^{-}. \tag{1.93}$$

Інтенсивність відбитого випромінювання у заданих умовах освітлення має вигляд

$$I(\mu_o, \ \mu, \alpha) = \pi E_o r(\mu_o, \ \mu, \alpha) \ \mu_o \tag{1.94}$$

де E₀ – сонячна стала, **г**(µ₀, µ, α) – коефіцієнт відбивання (яскравості).

$$\rho(\mu_o, \mu, \alpha) = r(\mu_o, \mu, \alpha)\mu_o \tag{1.95}$$

називають яскравісний фактор, альбедо деталі, відбивна здатність, видиме чи плоске альбедо деталі.

У подальшому, як правило, використовуватимемо термін відбивна здатність.

Зразу ж відзначимо, що поверхневий шар тіл Сонячної системи насичений оптично неоднорідними деталями, для характеристики чого використовується поняття *фотометричного контрасту* К; його величина обчислюється виразом

$$\mathbf{K} = \left(\rho_{\rm c} - \rho_{\rm T}\right) / \rho_{\rm c},\tag{1.96}$$

де індекси «с» і «т» відносяться до світлих і темних деталей. Інколи в знаменнику використовують ρ_т.

Відбивну здатність усієї планети при фазовому куті α називають видимим (плоским) альбедо A(α) диска планети, значення якого розраховується за формулою

$$A(\alpha) = \int_{\alpha-\pi/2}^{\pi/2} \cos(\alpha - L) \cos L dL \int_{0}^{\pi/2} r_0(\mu_0, \mu, \varphi) \cos^3 \psi d\psi .$$
(1.97)

Видиме альбедо диска при $\alpha = 0^{\circ}$ називають геометричним альбедо $A_g = A(0)$.

Тоді (1.97) набуває вигляду

$$A_{g} = 2\int_{0}^{1} r(\mu_{0}, \mu_{0}, 0) \mu_{0}^{2} d\mu_{0}.$$
(1.98)

Фазову залежність відношення

$$F(\alpha) = A(\alpha)/A_g \tag{1.99}$$

називають фазовою функцією, а її інтеграл

$$q = 2 \int_{0}^{\pi} F(\alpha) \sin \alpha \, d\alpha \,. \tag{1.100}$$

називають фазовим інтегралом.

В спостережних працях використовується термін *фазова залежність блиску* m(α), який описує зміну зоряної величини з кутом фази.

Інтегральна відбивна здатність планети в межах усієї сфери називають сферичним альбедо (альбедо Бонда) A_s , яке пов'язане з геометричним альбедо виразом

$$A_s = qA_g. \tag{1.101}$$

Відбивна здатність планети в усьому спектральному інтервалі описується поняттям інтегрального, ілюстративного або болометричного сферичного альбедо

$$A_{i} = \frac{\int_{0}^{\infty} A_{s}(\lambda) E_{0}(\lambda) d\lambda}{\int_{0}^{\infty} E_{0}(\lambda) d\lambda}$$
(1.102)

Вже перші дані про розподіл яскравості по диску небесного тіла показали, що вони не мають нічого спільного з дзеркальним, тому для його опису використовують різні закони. Найпростішими є *закон Ламберта*

$$\rho(\mu_0, \mu) = \rho(1, \mu)\mu_0 \tag{1.103}$$

і закон Ломеля-Зеслігера

$$\rho(\mu_0, \mu) = \rho(1, \mu)\mu_0\mu/(\mu_0 + \mu). \tag{1.104}$$

Легко переконатися, що для ламбертівського розподілу яскравості по диску

$$A_g = \frac{2}{3} r (1, 1, 0), \qquad (1.105)$$

вираз для фазової функції має вигляд

 $F(\alpha) = [\sin \alpha + (\pi - \alpha)\cos \alpha] / \pi$, (1.106) а фазовий інтеграл q = 2/3. Для такої поверхні m(α) практично лінійно міняється з кутом фази. Оскільки в дійсності форма розподілу яскравості по диску міняється з довжиною хвилі то для врахування цього Н. Ситинська вираз (1.103) ускладнила і записала у такому вигляді

$$\rho(\mu_{o}, \mu) = \rho(1, \mu) (\mu_{o})^{q'}$$
(1.107)

де q' – так званий фактор гладкості, значення якого залежить від довжини хвилі (відбивної здатності поверхневого шару) і кута фази, він змінюється у межах $0 \le q' \le 1$.

Іншу форму закону розподілу яскравості по диску запропонував М. Міннарт

$$\rho(\mu_0, \mu) = r(1, 1, 0) \ \mu_0^k \ \mu^{k-1}, \tag{1.108}$$

де k – параметр Міннарта, величина якого залежить від довжини хвилі (відбивної здатності) і кута фази. Неважко переконатися, що в опозицію (при $\alpha = 0^{\circ}$) q = 2k - 1.

Якщо ці суто формальні закони задовільно описували спостережний розподіл яскравості по диску небесних тіл з малим кутовим розміром і при малому значенні фазового кута, то вже для Місяця вони виявились повністю непридатними, тому постала проблема розробки законів, які враховували б фізичні характеристики і структуру поверхневого шару. Цьому сприяло ще й відкриття так званого *ефекту опозиції в блиску* безатмосферних небесних тіл, який проявляється в тому, що при малих значеннях фазового кута зоряна величина міняється з кутом фази нелінійно.

На цей ефект вказали фотометричні спостереження Дж. Стебінса галілеєвих супутників Юпітера ще в 1926 і 1927 роках, але активно його стали обговорювати лише після того як Т. Герелс з колегами виявив його для деталей місячної поверхні (рис. 1.12). Пізніше виявилось, що подібний ефект спостерігається практично в усіх безатмосферних небесних тілах.

Для максимально коректного опису розподілу яскравості по диску Місяця було запропоновано суто статистичний закон Л. Акімова, який дозволяв

- 64 -

задовільно описувати розподіл яскравості по диску Місяця, але не пояснював існування ефекту опозиції. В якості його механізму Б. Хапке удосконалив теорію явища взаємного затемнення частинок у кільцях Сатурна, яку розробив Г. Зеєлігер в 1887-1893 рр.

Не вдаючись у деталі, коротко зупинимося на принципах, які покладені в основу цього механізму.



Рис. 1.12. Ефект опозиції яскравості деталей поверхні Місяця

1. Поверхневий шар складається з хаотично розташованих дрібних (але все ж більших за довжину хвилі) елементів (частинок), які упаковані так, що світловий промінь з будь якого напрямку може проникнути в середину поверхневого шару на глибину, яка більша подвійного розміру частинок. Оскільки частинки вважались хаотично орієнтованими, то приймалось, що індикатриса розсіяння χ(α) залежить лише від фазового кута.

2. Відбивна здатність поверхні настільки мала, що багаторазовим розсіянням світла можна знехтувати.

Основним параметром цього механізму, який визначає потужність опозиційного ефекту, є так званий **параметр пористості Хапке** g', який напряму пов'язаний з пористістю поверхневого шару р' виразом

$$\mathbf{p}' = 1 - 0.25(2g^{\prime 3})^{1/2} \tag{1.109}$$

Дія тіньового механізму полягає в тому, що лише при $\alpha = 0^{\circ}$ спостережна ділянка поверхні освітлена повністю, тоді як при інших значеннях кута фази – лише частково (рис. 1.13). В подальшому цей механізм модифікувався багатьма дослідниками, але найефективнішими виявилися ті (наприклад модифікація Ірвіна-Яновицького), які враховували часткову

- 66 -

прозорість частинок \varkappa та, хоча й наближено, ще й ефекти багаторазового розсіяння; це дозволило пояснити такі спостережні факти, як зміну амплітуди опозиційного ефекту з довжиною хвилі, зміну фотометричного контрасту по диску і з кутом фази.

Доцільно відзначити, що з урахуванням тіньового ефекту інтенсивність відбитого випромінювання в опозицію за повністю непрозорих частинок ($\kappa = 1$) у два рази більша, ніж за його відсутності. Дещо пізніше було запропоновано механізм когерентного розсіяння (слабкої локалізації фотонів), ідею якого одними з перших запропонували Й. Куга та А. Ішумарі і детально розробив М. Міщенко. У рамках цього механізму (рис. 1.14) інтерферують складові променів 1, 2. Оскільки один з них безпосередньо відбився, а інший виходить із середовища після дво- та більше разових розсіянь на нерівностях, то на виході з поверхневого шару у цих променів створиться відповідна різниця фаз. Для появи цього ефекту потрібно, щоб поверхневий шар складався з частинок, розмір яких близький до довжини хвилі.



Рис. 1.13. Тіньовий механізм ефекту опозиції (V – перекриття падаючого і відбитого променів)

Рис. 1.14. Механізм когерентного розсіяння

Вже перші розробки цього механізму вказали наступне.

1. На відміну від тіньового механізму (ТМ), який найефективніший при одноразовому розсіянні, когерентний механізм (КМ) проявляється лише при багаторазовому розсіянні. Внаслідок цього амплітуда опозиційного ефекту ТМ

буде найбільшою у низькоальбедних безатмосферних небесних тіл, а КМ – у високоальбедних, тому слід очікувати протилежних спектральних залежностей амплітуди опозиційного ефекту в цих механізмах.

2. Кутова ширина піку опозиційного ефекту для ТМ залежить лише від середньої відстані між розсіювачами та їх розподілу за розміром і не залежить від довжини хвилі; для КМ кутова ширина піку опозиційного ефекту залежить від довжини хвилі згідно виразу

$$\Delta \lambda = 0,72\lambda/2\pi D, \qquad (1.110)$$

як видно з рис. 1.15 вона є досить малою. Зрозуміло, що в реальних умовах має місце одночасна дія обох механізмів

$$I(0,\lambda) = I_T(0,\lambda) + I_k(0,\lambda), \qquad (1.111)$$

де $I_{I}(0, \lambda)$ і $I_{k}(0, \lambda)$ – спектральна амплітуда тіньового і когерентного механізмів формування ефекту опозиції. Унаслідок цього не лише зросте амплітуда ефекту опозиції, а й зміниться її спектральна залежність (у граничному випадку – від її збільшення зі зменшенням довжини хвилі в тіньовому механізмі, до зменшення в когерентному).



Рис. 1.15. Експериментально виміряний опозиційний ефект когерентного розсіяного світла колоїду частинок розміром 100-200 нм на довжині хвилі 633 нм при освітленні світлом зі 100% коловою поляризацією

На практиці, враховуючи відсутність спостережених даних при $\alpha = 0^{\circ}$, практично неможливо розділити ефекти цих двох механізмів в інтенсивності.

Іншою буде ситуація при поляриметричниї спостереженнях. Якщо ТМ не змінює стану поляризації, то КМ, навіть за освітлення неполяризованим світлом, спричиняє появу надзвичайно вузького і досить потужного піку ступеня поляризації при $\alpha = 0,5^{\circ}$; про це детальніше у п. 1.10. Як вже говорилось, величина альбедо одноразового розсіяння залежить не лише від оптичних характеристик речовини, але й розміру частинок, тому завжди буде спостерігатись її спектральна залежність, яка проявляється у формуванні так званого неперервного спектру. Крім цього для всіх тіл Сонячної системи притаманна наявність молекулярних смуг поглинання різної ширини й потужності. Оскільки найповніше вони вивчені для газів то нижче коротко зупинимось на теорії формування молекулярних спектрів.

1.6. Теорія молекулярних спектрів

Повна енергія молекули (якщо знехтувати спіном магнітної взаємодії) складається з потенційної і кінетичної енергії електронів і ядер. Якщо ядра нерухомі, то електронна енергія буде сталою, тоді як зі зміною положення ядра змінюватиметься і електронна енергія. Загалом молекулярні смуги поглинання формуються завдяки трьом чинникам: руху електронів, коливанню окремих атомів молекул а також обертанню молекули навколо відповідної точки, тому повна енергія молекули має вигляд

$$E = E_{en} + E_{KOR} + E_{OS}, \tag{1.112}$$

де E_{en}, E_{kon}, E_{ob} – електронна, коливальна та обертова складові енергії молекули. При цьому

$$E_{en} >> E_{KON} >> E_{OG}.$$
 (1.113)

Приблизний порядок нерівності можна оцінити на основі співвідношень

$$E_{_{\rm KO,I}} / E_{_{\rm en}} f (M_{_{\rm en}} / M_{_{\rm a}})^{1/2}$$
 (1.114)

та

$$E_{\rm ob} / E_{\rm en} f(M_{\rm en} / M_{\rm a}),$$
 (1.115)



Рис. 1.16. Схема коливальних (v') та обертових (j) енергетичних рівнів молекули водню

При переході молекули з нижнього енергетичного рівня (стану) на верхній можуть змінюватися всі три складові енергії на величину

$$hv = E'' - E' = \Delta E_{en} + \Delta E_{KON} + \Delta E_{OG}, \qquad (1.116)$$

де h – постійна Планка, v – частота, E'', E' – енергії нижнього і верхнього електронно-коливально-обертового рівнів. Зміна електронної енергії, як правило, відбувається з одночасною зміною коливальної та обертової енергій і приводить до появи електронного спектра, який припадає на ультрафіолетову і видиму ділянки спектра. Електронний спектр має вигляд серії смуг, які заповнені окремими лініями. Оскільки смуги відповідають різним значенням $\Delta E_{\rm кол}$ при заданому значенні $\Delta E_{\rm ел}$, а лінії в смугах – різним $\Delta E_{\rm об}$ при заданих $\Delta E_{\rm ел}$ і $\Delta E_{\rm кол}$, то ці деталі прийнято називати *коливальними смугами* та *обертовими лініями*. При зміні лише коливальної та обертової енергії

$$h\nu = \Delta E_{\rm KOII} + \Delta E_{\rm of} \tag{1.117}$$

виникає коливально-обертовий спектр, деталі якого простягаються від видимої до інфрачервоної ділянки спектра. Вони також є набором коливальних смуг, які заповнені обертовими лініями. Нарешті, якщо змінюється лише обертова енергія

$$hv = \Delta E_{\rm of},\tag{1.118}$$

то виникає суто обертовий лінійчатий спектр, окремі лінії якого розташовані в далекій інфрачервоній і мікрохвильовій ділянках. Оскільки через відносно малу масу електрона (щодо маси ядра) його швидкість руху в молекулі значно більша ніж у ядра, то це дає змогу говорити про електронну енергію для миттєвого положення останнього, а її зміну розглядати як функцію відносних координат ядер атомної системи:

$$E_{\rm eff} = E_{\rm eff}(r_i). \tag{1.119}$$

Ця енергія не залежить від повороту чи переміщення системи в цілому. Рівноважний стан системи характеризується рівноважною відстанню r_i . Коливальна енергія молекули дорівнює сумі кінетичної ($E_{\text{кін}}$) і потенціальної ($E_{\text{пот}}$) енергії, які виникають при зміні відстані між ядрами (рис. 1.17).



Рис. 1.17. Крива потенційної енергії і схематичне розміщення коливальних рівнів для молекули водню (*a*) і для молекул з можливим поворотом атомних груп (δ): D_0 , D_e – енергія дисипації для гармонічного та ангармонічного коливань

Коливання молекул. У загальному випадку атомна система виконує складний рух. Його складові по відповідних осях координат для простоти розгляду можна уявити простими гармонічними коливаннями, які характеризуються відповідними амплітудою і частотою. Ці коливання називають *нормальними*, а їх частоту в першому наближенні визначають за формулою

$$v_i = (1/2\pi) \left(k_i / M_{\rm M} \right)^{1/2},$$
 (1.120)

Наближено енергію коливального рівня v_i можна визначити за формулою

$$E_{[\mathbf{v}]} = \sum_{i} \mathbf{v}_{i} (\mathbf{v}_{i} + 1/2) + \sum_{i,k} x_{i,k} (\mathbf{v}_{i} + 1/2) (\mathbf{v}_{k} + 1/2), \, k \ge i \quad (1.121)$$

де стала $x_{i,k}$ характеризує ангармонічність коливань і завжди є малою величиною. У гармонічного осцилятора ($x_{i,k} = 0$) переходи можливі лише між двома розташованими поряд коливальними рівнями, для яких діє правило відбору

$$\left|\Delta \nu\right| = 1,\tag{1.122}$$

де k_i – силова стала, $M_{\rm M}$ – зведена маса молекули.

Унаслідок цього, переходи між усіма сусідніми рівнями мають однакову частоту, яку називають *основною*. Для ангармонічних коливань переходи між наступними сусідніми рівнями характеризуються різною частотою, яку для рівнів 0–1, 1–2, 2–3 та інших визначають виразами

$$v (10-2x_{i,k}), v (1-4x_{i,k}), v (1-6x_{i,k})...,$$
(1.123)

де v – частота гармонічного коливання. Для ангармонічного коливання діє правило відбору

$$\left|\Delta v\right| > 1. \tag{1.124}$$

Це означає, що тут переходи дозволені не лише між сусідніми рівнями.

Частоти, які виникають у таких переходах, позначають 2v_i, 3v_i, ... і називають обертонами.

У процесі коливання окремих атомів багатоатомної молекули змінюється довжина зв'язків між окремими атомами і кути між окремими зв'язками;

відповідні їм коливання називають валентними і деформаційними. Зміна кутів виникає значно легше, ніж зміна довжини зв'язків (відповідні силові сталі співвідносяться між собою як 1/10), тому частота деформаційних коливань приблизно вдвічі - втричі менші за частоту валентних коливань. Потенційна енергія молекули з таким типом коливань має лише один мінімум (рис. 1.17*а*). Крім цих коливань може відбуватися ще й поворот окремих груп атомів, унаслідок цього спостерігатиметься два і більше мінімумів потенційної енергії (рис. 1.17*б*). За нескінченно високого бар'єра між двома мінімумами цим коливанням відповідають однакові рівні енергії в кожній потенційній ямі, тоді як за кінечної висоти і ширини бар'єра рух у цих ямах не буде незалежним. Тому замість двох збіжних рівнів матимемо два спільних, відстань між якими збільшуватиметься при зменшенні висоти бар'єра, тобто відбуватиметься *розщеплення коливального рівня, яке називають інверсійним подвоєнням*. Виявляється, що найменше розщеплюється нульовий рівень.

Енергія атомної системи дискретно розподілена між енергетичними рівнями, яким відповідають конкретні стаціонарні стани, або ряд стаціонарних станів, які різняться між собою деякими властивостями.

Рівень з одним стаціонарним станом називають невиродженим, а з двома і більше – виродженим. Кількість незалежних різних станів молекули з однаковою

клькисть незалежних різних станів молекули з оонаковою енергією визначає ступінь (кратність) виродження, який ще називають статистичною вагою g.

За наявності додаткових взаємодій виродження можна зняти. Для одноразово виродженого коливання енергетичний стан характеризується одним коливальним квантовим числом V, для двічі виродженого – двома (V та l), між якими існує зв'язок:

$$l = v, v - 2, \dots 0. \tag{1.125a}$$

Рівні з $l = 0 \,\epsilon$ не виродженими, з v = 1 та l = 1 – двічі виродженими, але нерозщепленими, тоді як рівні з v > 1 будуть не лише виродженими, а для ангармонічних коливань можуть ще й розщеплюватись на два (при v = 2, x = 3) і більше підрівнів. Цей тип розщеплення має назву *l-подвоєння*. Розщеплення

$$\Delta v = gj(j+1), \tag{1.1256}$$
де *g* за порядком величини дорівнює сумі обертових сталих ангармонічної і коріолісової взаємодії.

Виродження рівнів енергії пов'язане, як правило, з властивостями симетрії атомної системи, а зняття виродження – з їх зміною.

Основні елементи симетрії такі.

1. Площина симетрії (символ σ^2). Для молекул, які мають площину симетрії, всі розташовані поза цією площиною атоми створюють пари, тобто кожному атому з одного боку площини відповідає такий самий атом з іншого.

2. Центр симетрії (символ *i*). У таких молекул кожному атому, який знаходиться на прямій лінії, з одного боку від центра симетрії відповідатиме такий самий атом на такій же відстані з іншого.

3. Вісь симетрії порядку n = 1, 2, 3, ... (символ s_n). У цьому випадку поворот на кут 360°/*n* навколо осі створює конфігурацію, яка не відрізняється від попередньої.

4. Дзеркально поворотна вісь порядку n (символ s_n). Така молекула перетворюється сама на себе з поворотом на кут $360^{\circ}/n$ навколо осі з подальшим відображенням у перпендикулярній до осі площині.

У кожній з цих груп симетрії атомна система може знаходитись у двох діаметрально протилежних станах, які називають: додатними і від'ємними для площинно-симетричних молекул; парними і непарними для центросиметричних молекул; симетричними і несиметричними для молекул з поворотною симетрією. У загальному випадку, залежно від форми складності структури, молекула може мати кілька перелічених елементів симетрії, але при цьому можливі не довільні комбінації, а лише цілком визначені.

Операцію симетрії, за якої хоча б одна точка залишається незмінною, називають *точковою групою*. Точкові групи, якими характеризуються найважливіші гази (водень, вуглекислий газ, вода, аміак і метан) у питаннях хімії і фізики планетних атмосфер наведено в табл. 1.1. Вираз (1.121) для коливальної енергії *v*-го рівня справедливий лише для невироджених коливань. Для двічі вироджених рівнів він набуває вигляду:

$$E_{[v]} = \sum w_i (v_i + d_i / 2) + \sum_i \sum_k x_{ik} (v_i + d_2 / 2) (v_k + d_k / 2) + \sum_i \sum_k g_{ik} l_i l_k + \dots, \quad (1.126)$$

де d_{ik} – ступінь виродження. Для невироджених коливань $d_{ik} = 1$, для двічі вироджених $d_{ik} = 2$. Сталі g_{ik} за порядком величини рівні x_{ik} і визначають кількість різних підрівнів у разі збудження одного чи більше вироджених коливань з v > 1.

Точкова Молекула Елементи симетрії група H_2O C_{2v} Одна вісь симетрії другого порядку С₂. Дві вертикальні площини симетрії σ_{v} . Одна вісь симетрії третього порядку C_3 . Три NH_3 вертикальні площини симетрії σ_ν. H2, CO₂, Вісь симетрії нескінченного порядку С_∞. O_2 Нескінченна кількість осей другого порядку $C_2 (\perp C_{\infty})$ та площин симетрії σ_{ν} . Одна горизонтальна площина симетрії σ_h . Вісь симетрії C_n порядку *n* і дзеркально поворотна вісь S_n порядку n (збігається з віссю C_{∞}). Центр симетрії i. T_d Три взаємно перпендикулярні осі симетрії CH_4 другого порядку С₂. Чотири осі симетрії третього порядку C_3 . Шість площин симетрії σ . Три дзеркально поворотних осі четвертого порядку S₄, які збігаються з віссю C_2 .

Таблиця 1.1. Елементи симетрії деяких молекул

Для вироджених коливань верхні стани обертонів складаються з кількох близько розташованих одна до одної складових, з яких комбінують з основним станом лише ті підрівні, тип симетрії яких збігається з типом симетрії хоча б однієї складової дипольного моменту чи поляризованості. Вираз для серії обертонів має вигляд

$$\nu = w_i^0 v_i + \mathbf{x}_{ii}^0 v_i^2 + g_{ii} l_i^2, \qquad (1.127)$$

де x_{ii}^0 та g_{ii} мають малі значення порівняно з w_i^0 , а $v_i = 2, 3, 4, ...$

Під час ангармонічних коливань молекул крім основних частот і обертонів можуть з'явитися складові частоти типу $v_k + v_i$, $v_k - v_i$, ..., а коли основним станом є нижній, то існують сумарні частоти

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i + \mathbf{v}_j \mathbf{v}_j + \mathbf{v}_k \mathbf{v}_k, \tag{1.128}$$

активність яких, подібно до обертонів, також зменшується зі збільшенням Δv_i . Слід зауважити, що активні сумарні частоти можуть виникати навіть тоді, коли з основними частотами та обертонами комбінують і не активні основні частоти. За наявності резонансу Фермі, коли основна частота збурює обертон чи складову частоту, інтенсивність таких сумарних частот може посилюватися за рахунок основної частоти. За повного резонансу обидва переходи можуть мати однакову інтенсивність, яка дорівнюватиме половині початкової основної частоти. Якщо один зі станів, який знаходиться в резонансі з іншим, відповідає збудженню виродженого коливання, то звичайно збуджуватиметься лише один підрівень, тобто лише одна складова розщепленої смуги матиме аномально високу інтенсивність.

Якщо початковий стан не основний, то можуть з'явитися різницеві частоти типу

$$v_k - v_i, 2v_k - v_i, v_k - 2v_i, \dots,$$
 (1.129)

які дозволені чи заборонені залежно від того, дозволені чи заборонені відповідні сумарні частоти. Їхня інтенсивність приблизно в $\exp\left[-hc v_i/kT\right]$ разів менша від інтенсивності відповідних сумарних частот (тут h – стала Планка; c – швидкість світла; k – стала Больцмана; T – температура за шкалою Кельвіна).

Поряд з цим типом різницевих частот може існувати ще такий, коли одне і те саме коливання з малою частотою збуджується у верхньому і нижньому станах одночасно з деякими іншими збудженими у верхньому стані коливаннями. Наприклад, коли в коливанні V_k збудженим є один квант у верхньому стані та жодного – у нижньому, а в коливанні V, збуджено по одному кванту у верхньому і нижньому станах, то з'являється частота $v_k + v_i - v_i$. Проте через взаємодію обох коливань ЦЯ частота не збігатиметься з частотою v_k, а буде зміщена на малу величину. За малих значень v_i множник $\exp[-hc v_i/kT] \approx 1$, через що інтенсивність цієї частоти приблизно збігається з інтенсивністю в частоті v_k. Якщо частота v_i досить мала, з частотою $v_k + v_i - v_i$ можна поряд спостерігати то частоти $v_k + 2v_i - 2v_i, v_k + 3v_i - 3v_i,...$ Такі серії мають примикати не лише до основних дозволених частот, а й до довільних дозволених обертонів і складових частот, тобто частоту v_k можна замінити на $2v_k$, $v_k + v_i$ тощо.

Вищенаведені правила відбору для вироджених і не вироджених коливальних переходів пов'язані передусім із властивостями симетрії і залежать від поведінки складової моменту системи під час операції симетрії рівнів E_i та E_k . Якщо складова не змінює знак під час операції симетрії, то дозволені відповідні переходи між рівнями одного типу симетрії, а якщо змінює – то лише між рівнями протилежних типів симетрії.

Для центросиметричних молекул операція симетрії приводить до зміни знака лише дипольного моменту, а магнітний і квадрупольний моменти знак не змінюють. У зв'язку з цим, під час дипольного поглинання парні рівні комбінують з непарними, а під час магнітного та квадрупольного – парні з парними, непарні з непарними. З перестановкою однакових атомів усі моменти залишаються незмінними, тому симетричні комбінують з симетричними, асиметричні – з асиметричними.

Обертання молекул. Молекула може обертатись як єдине ціле, що має момент інерції відносно пов'язаної з молекулою рухомої системи координат. Енергію *j*-го обертового рівня визначають як

$$E_i = hcF(j), \tag{1.130}$$

де j = 0, 1, 2, ...; F(j) – обертовий терм.

Умови появи у молекули обертових і коливальних переходів а також її енергетика безпосереднью пов'язані з поняттями механічного моменту кількості руху \vec{M}_{p} та його проекції M_{px} . Ці величини квантуються як

$$\vec{M}_{p}^{2} = hj \,(j+1)/2\pi \tag{1.131}$$

та

$$M_{px} = hm_j / 2\pi, \qquad (1.132)$$

де m_i – магнітне квантове число яке набуває 2j+1 значень:

$$m_j = j, j-1, \dots, -j+1, -j.$$
 (1.133)

Крім механічних моментів енергетичні рівні і відповідні їм стани атомної системи характеризуються ще магнітними моментами µ і так само як їхні проекції визначаються також квантовими числами

$$\vec{\mu}^2 = a^2 h^2 j (j+1)/4\pi^2 \quad (j=0,1/2,1,...),$$
 (1.134)

$$\mu_x = ahm_j / 2\pi$$
 $(m_j = j, j - 1, ..., -j),$ (1.135)

де а – коефіцієнт пропорційності (рис. 1.18).



Рис. 1.18. Схеми магнітного моменту руху для різних значень *j*

Якщо молекула знаходиться у магнітному полі, то магнітний момент може прецесувати навколо напрямку останнього (рис. 1.19).

- 77 -



Рис. 1.19. Прецесія магнітного моменту навколо напрямку магнітного поля

У рамках класичної теорії кут нахилу напрямку прецесії до осі визначається за формулою

$$\cos\theta = m_j / [j(j+1)]^{1/2},$$
 (1.136)

але кутова швидкість прецесії і проекція магнітного моменту на напрямок магнітного поля залишаються незмінними.

Зі зміною стану молекули, тобто під час переходу з одного енергетичного рівня на інший, відбувається випромінювання або поглинання кванта. Випромінювання може бути спонтанним або вимушеним, тоді як поглинання – лише вимушеним. Під час спонтанного випромінювання кванти поширюються у довільному напрямку (ізотропне випромінювання), під час вимушеного лише напрямку падаючого атомну _ V на систему випромінювання. В останньому випадку стан поляризації не змінюється, тобто, поляризаційні властивості вимушеного випромінювання залишаються такими самими як і в падаючого.

Процеси випромінювання і поглинання характеризуються ймовірностями відповідних переходів, які називають коефіцієнтами *Ейнштейна*. Імовірності переходів спонтанного випромінювання A_{ik} та B_{ik} пов'язані між собою співвідношенням

$$A_{ik} = \frac{8\pi}{c^3} v^3 \frac{g_k}{g_i} - B_{ki}.$$
 (1.137)

Величини А_{ік} та В_{ік} виражають через механічний момент

$$A_{ik} = \frac{64\pi^4}{3hc^3} v^3 \left| \vec{m}_{ik} \right|^2$$
(1.138)

та

$$B_{ki} = \frac{8\pi^3}{3h^2} \left| \vec{m}_{ik} \right|^2$$
(1.139)

для переходів між не виродженими рівнями. Для вироджених рівнів вирази ймовірності спонтанних переходів $i\alpha \Rightarrow k\beta$ мають вигляд

$$A_{ik} = \frac{64\pi^4 v^3}{3g_i h c^3} \sum_{\alpha, \beta} \left| \vec{m}_{i\alpha, k\beta} \right|^2,$$
(1.140)

та

$$B_{ki} = \frac{8\pi^3}{3h^2 g_k} \sum_{\alpha,\beta} \left| \vec{m}_{i\alpha,k\beta} \right|^2.$$
(1.141)

Ці вирази справедливі для молекул, розмір яких нескінченно малий відносно довжини хвилі. Оскільки в дійсності це не виконується то молекули слід розглядати як малі, але з кінечними розміром, частинки. Тому крім електричного дипольного моменту істотну роль відіграють ще й магнітний дипольний та електричний квадрупольний моменти, що зумовлює магнітне дипольне і квадрупольне поглинання (випромінювання). Під час переходів між двома не виродженими рівнями вираз для коефіцієнта магнітного дипольного випромінювання має вигляд

$$A_{ik}^{\text{MAITH}} = \frac{64\pi^4}{3hc^3} v^3 \left| \vec{\mu}_{ik} \right|^2 \tag{1.142}$$

Відношення ймовірностей магнітного і дипольного електричного випромінювання

$$\frac{A_{ik}^{\text{MATH}}}{A^{\text{ЛИП}}} = \frac{\left|\vec{\mu}_{ik}\right|^2}{\left|\vec{m}_{ik}\right|^2}$$
(1.143)

приблизно дорівнює 10^{-6} . Електричне квадрупольне випромінювання (поглинання) зумовлене зміною в часі квадрупольного моменту системи, величина якого пропорційна добутку заряду е та квадрата довжини:

$$\vec{Q}_{ik} = \mathrm{e}r^2. \tag{1.144}$$

Імовірність квадрупольного переходу між не виродженими станами має вигляд

$$A_{ik}^{\text{KBadp}} = \frac{32\pi^6 v^5}{5hc^5} \left| \vec{Q}_{ik} \right|^2, \qquad (1.145)$$

а відношення

$$A_{ik}^{\text{KBadp}} / A_{ik}^{\text{Aun}} \approx 3 (r / \lambda)^2$$
(1.146)

(при $\lambda = 500$ нм та $r = 10^{-9}$ см воно приблизно дорівнює 10^{-7}).

Подібно до переходів між коливальними рівнями, переходи між обертовими рівнями також регламентуються відповідними правилами відбору, які однакові для дипольного електричного і магнітного поглинання і мають вигляд

$$\left|\Delta j\right| = 0, 1,\tag{1.147}$$

$$\left|\Delta m\right| = 0, 1, \tag{1.148}$$

а для квадрупольного

$$\left|\Delta j\right| = 0, 1, 2,$$
 (1.149)

$$|\Delta m| = 0, 1, 2.$$
 (1.150)

Окрім цих правил існують ще й додаткові умови, згідно з якими заборонені переходи для дипольного електричного і магнітного поглинань

$$j = 0 \leftrightarrow j = 0, \tag{1.151}$$

а для квадрупольного

$$j = 0 \leftrightarrow j = 0,$$

$$j = 1/2 \leftrightarrow j = 1/2,$$

$$j = 0 \leftrightarrow j = 1.$$
(1.152)

Згідно з правилами відбору (1.147) і (1.149), залежно від значень Δj розрізняють такі гілки коливально-обертових смуг:

$$\Delta j = +2 - S$$
-гілка,
 $\Delta j = +1 - R$ -гілка,
 $\Delta j = 0 - Q$ -гілка,
 $\Delta j = -1 - P$ -гілка,
 $\Delta j = -2 - O$ -гілка. (1.153)

Розглянута взаємодія світла з речовиною не супроводжується зміною частоти розсіяного випромінювання, тобто, поглинуте чи розсіяне випромінювання мають ту саму частоту, що й падаюче; таку взаємодію називають когерентною.

Разом з тим, у деяких випадках має місце некогерентне розсіяння, коли частота розсіяного кванта має інше значення, ніж у падаючого; таку взаємодію називають комбінаційною, або раманівською.

При комбінаційному (раманівському) розсіянні можливе як збільшення енергії (частоти) розсіяного кванта, так і її зменшення.

Зміщені у бік більших довжин хвиль комбінаційні лінії називають *стоксовими*, а в короткохвильовий – *антистоксовими*.

Ці типи ліній мають різну інтенсивність і їх відношення визначається виразом

$$\frac{I_{\text{ант}}}{I_{\text{ст}}} = \left(\frac{\nu_0 - \Delta\nu}{\nu_0 + \Delta\nu}\right)^4 \exp\left[-h\Delta\nu/kT\right],$$
(1.154)

де v_0 – частота падаючого кванта, Δv – зміщення частоти. На відміну від коливально-обертового вищерозглянутого спектра (інфрачервоного) виникнення комбінаційного коливального та обертового спектрів не залежить від наявності постійного електричного дипольного моменту. Такі спектри можна спостерігати навіть у молекул, в яких відсутній інфрачервоний спектр. Найвиразнішим прикладом таких молекул є молекула водню. Для коливального комбінаційного розсіяння справедливе правило відбору (1.126), для комбінаційного обертового спектра дозволені лише ті переходи, які задовольняють правилу

$$\left|\Delta j\right| = 0, 2. \tag{1.155}$$

Це означає, що в серії гілок (1.153) мають спостерігатися лише S-, Q- та Oгілки. Виходячи з правила відбору (1.155), перехід з $|\Delta j| = 0$ дає незміщену лінію, переходи з $|\Delta j| = 2$ відповідають серії ліній з обох боків від незміщеної, відстань між ними приблизно дорівнює

$$|\Delta v| \cong 4B \ (j+3/2),$$
 (1.156)

де *B* – обертова стала. Для *S*- та *O*-гілок у комбінаційному спектрі відстань між лініями вдвічі більша, ніж у цих же гілок в інфрачервоному спектрі. В *Q*-гілці лінії розташовані дуже близько одна від одної і лише для молекули водню ця відстань досить велика. Інтенсивність *S*- та *O*-гілок значно більша, ніж *Q*-гілки.

Зараз прояв комбінаційного розсіяння виявлено в спектрі всіх чотирьох планет-гігантів, але найінтенсивнішим він є в Урана і Нептуна. Це проявляється наступними ефектами.

1. Інтенсивність фраунгоферових ліній у дифузно відбитому атмосферами планет сонячному випромінюванні менша, ніж у спектрі Сонця, тому під час ділення розподілу енергії в спектрах планети і Сонця на місці фраунгоферових ліній з'являються псевдоемісійні деталі. У високодисперсних спектрах псевдоемісії потужних фраунгоферових ліній *H* і *K* Са можуть досягати 20 %.

2. З обох боків фраунгоферової лінії на деякій відстані можуть з'явитися їх «духи». Внаслідок того, що антистоксове розсіяння значно слабше від стоксового, то зазвичай спостерігають лише останні.

3. Через те, що у розподілі енергії в спектрі Сонця максимум припадає приблизно на $\lambda = 550$ нм, то неврахування комбінаційного розсіяння спричинює заниження відбивної здатності планети для $\lambda < 550$ нм (особливо сильне для УФ ділянки) і завищення для $\lambda > 550$ нм. Унаслідок цього виникає оманливий ефект наявності істинного ультрафіолетового поглинання (псевдопоглинання) в атмосфері планет. Цим, якщо не повністю, то хоча б частково, пояснюється різке зменшення відбивної здатності Урана і Нептуна у фіолетовій та ультрафіолетовій ділянках спектра.

4. Дещо збільшується центральна інтенсивність сильних смуг поглинання в ближній ІЧ ділянці спектра, таких як смуги поглинання метану при $\lambda = 889$ нм.

Вивчення молекулярних спектрів середовища з різними фізичними властивостями показало, що за високого тиску виникають додаткові смуги отримали назву індукованого тиском поглинання. які поглинання. Виявилось, що за тиску в десятки-сотні атмосфер знімається заборона на появу інфрачервоного спектра навіть у молекул, в яких відсутній постійний дипольний момент. Основними причинами зняття заборони є збудження дипольного моменту під дією квадрупольної індукції, зумовленої деформацією поля зі зближенням молекул, та дипольної взаємодії молекул, що виникає за тиску кілька сотень атмосфер. Це поглинання зумовлене взаємодією не лише однотипних молекул, а й молекул різної природи. Окремі смуги поглинання мають частоти, які відповідають основним частотам чи обертонам для кожної із взаємодіючих молекул, або сумі чи різниці частот коливань двох різних молекул.

Наочним прикладом такого спектра є індукований тиском спектр для молекули водню. За даними експерименту для інтегрального коефіцієнта поглинання S_0 було отримано вираз

$$S_0 = \alpha_1 \rho_a \rho_p + \alpha_2 \rho_a \rho_p^2, \qquad (1.157)$$

α₁ та α₂ для основної коливальної смуги поглинання водню в умовах температури 298 К такі:

Збурюючий газ	α1 (cm-1/(cm · amarat2))	α2 (cm ⁻¹ /(cm · amarat ³))
H ₂	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$
Не	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$0,55 \cdot 10^{-6}$
Ar	$4,1 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-6}$
N ₂	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-6}$

Коефіцієнт S_0 залежить від природи збурюючого газу і, як правило, збільшується зі збільшенням дипольного моменту і поляризованості збурюючих молекул, зі зменшенням температури – зменшується. Крім того, зі зміною температури змінюється структура смуги (рис. 1.20).



Рис. 1.20. Форма контурів коефіцієнта поглинання k_v (см⁻¹ · амагат⁻²) індукованої тиском фундаментальної смуги H₂–H₂. Нагадаємо, що одиниця «амагат» відноситься до фізичних умов при T = 295 K і тиску p = 1 атм.

Для неполярних молекул за не дуже високої густини інтегральний коефіцієнт поглинання становить від 10^{-3} до 10^{-2} см⁻¹/(см·амагат)². Оскільки кількість молекул, які можуть здійснювати індукований коливальний перехід, значно менше від загального числа молекул, то величина S_0 індукованих тиском переходів на 3-4 порядки менша, ніж відповідні значення для дозволених IЧ переходів.

Індуковані тиском переходи однотипних молекул, які відповідають основним частотам та їх обертонам підпорядковуються тим же правилам відбору, що й комбінаційне розсіяння. Окремі обертові лінії сильно розширені, а їх півширина пропорційна $T^{1/2}$. Для індукованих тиском переходів, частоти яких дорівнюють сумі або різниці частот двох переходів молекул різної природи, визначення правил відбору і розрахунок інтегрального коефіцієнта поглинання ускладнюється. В усіх випадках інтенсивність переходів, яка відповідає сумарним частотам значно більша, ніж для різницевих частот, а тому за низьких температур можуть, як правило, спостерігатися лише переходи з сумарними частотами.

Якщо одна з частот v_1 , які одночасно формують коливальний перехід, дозволена в комбінаційному розсіянні, а друга v_2 – в IU спектрі, то вираз для S_0 має вигляд

$$S_{0} = S_{2} \frac{N_{1}h(\nu_{1} + \nu_{2})}{\pi M_{m}c \nu_{1}\nu_{2}} \left(\alpha_{1}^{\prime 2} + 2\gamma_{1}^{\prime 2}/9\right) \int \exp\left[-\frac{V(r)}{kT}r^{-4}\right] dr. (1.158)$$

Тут S_2 – інтегральний коефіцієнт поглинання для IЧ смуги з частотою v_2 , N_1 – об'ємна концентрація молекул, які дають активний в коливальному розсіянні перехід, α'_1 та γ'_1 – похідні відповідно середньої поляризованості та її анізотропії для тих самих молекул, M_m – зведена маса молекул, ехр $\left[-V(r)/kT\right]$ – наближений вираз для функції радіального розподілу молекул у зоні взаємодії, r – міжмолекулярна відстань.

Нагадаємо, що поляризованість молекул визначають напруженістю електричного поля хвилі падаючого випромінювання і діелектричною проникністю молекули. При цьому відношення інтегральних коефіцієнтів поглинання переходів з різницевими і сумарними частотами визначають як

$$\frac{A(-)}{A(+)} = \frac{v_{1i} - v_{2i}}{v_{1i} + v_{2i}} \exp\left[-hc \, v_{2i} / kT\right],\tag{1.159}$$

де *с* – швидкість світла. Цей тип поглинання відіграє важливу роль у формуванні теплового режиму атмосфер планет-гігантів, хоча в останні роки деякі дослідники стверджували про відкриття таких смуг поглинання і у видимій ділянці спектра планет-гігантів.

Прояв ефектів нелінійної оптики. Вищенаведені деталі в спектрі дифузно відбитого випромінювання розроблені в рамках класичної теорії, коли оптичні властивості молекул різних газів не залежать від потужності випромінювання. Це розсіяного ними справедливо лише тоді. коли поляризованість молекул чи атомів прямо пропорційна напруженості електричного поля падаючої світлової хвилі та діелектричній проникності молекули чи атома. Проте це задовільно виконується тоді, коли напруженість електричного поля падаючої світлової хвилі менша від напруженості електричного поля в самих молекулах чи атомах. Зі збільшенням інтенсивності падаючого випромінювання зв'язок поляризованості середовища напруженістю 3 електричного поля падаючої світлової хвилі стає нелінійним. У результаті виникає оптичних характеристик середовища від інтенсивності запежність випромінювання, що зумовлює появу принципово нових ефектів: генерації другої гармоніки (з подвоєним значенням частоти) в розсіянні чи поглинанні та вимушеного комбінаційного розсіяння. З першим ефектом зіткнулися вже на початку лазерного зондування земної атмосфери. Це викликало активний розвиток теорії так званої нелінійної оптики. Очевидно, що величина згаданого

ефекту збільшується з підвищенням інтенсивності розсіюваного випромінювання. Безумовно, що подібний ефект має відбуватися у разі освітлення некогерентним джерелом.

1.7. Обертово-коливальні спектри індивідуальних молекул

Вище згадувалося, що структура обертово-коливального спектра та інтенсивність окремих ліній значною мірою визначаються формою молекули та кількістю в ній атомів. Нижче детальніше розглянуто ці питання для газів, які відіграють значну роль у хімії та фізиці планетних атмосфер (водень, вуглекислий газ, вода, аміак і метан).

Молекули водню і вуглекислого газу. Це так звані лінійні молекули, в яких усі атоми розташовані на одній лінії (рис. 1.21). Вони характеризуються однаковим типом симетрії – $D_{\infty h}$, енергетичні рівні (обертові терми) яких мають такий вигляд



г Рис.1.21. Типи коливань у лінійній молекулі

Обертова стала $B_{[v]}$ рівна 60 см⁻¹ для водню та 0,393 см⁻¹ для вуглекислого газу. Член $D_{[v]}j^2(j+1)^2$ – поправка за нежорсткість молекули, яка завжди значно менша за $B_{[v]}j(j+1)$ і дорівнює

- 87 -

$$D_{[\nu]} = 4B_{[\nu]}^3 / \nu^2, \qquad (1.161)$$

де v – частота повносиметричного коливання. Обертові рівні можуть бути додатними чи від'ємними, або симетричними чи асиметричними (Σ_g^+, Σ_g^-), унаслідок чого статистична вага ліній, що чергуються, буде різною. Така сама ситуація має місце й тоді, коли одна, або кілька пар ядер мають ненульове значення спіну. Переходи між симетричними та асиметричними обертовими рівнями заборонені з надзвичайно високим ступенем наближення, а відповідні цим рівням переходи називають пара- та ортомодифікаціями. За високих температур (kT >> 2B) переважно відбуваються ортомодифікації, за низьких (kT << 2B) – парамодифікації.

Молекула водню (H₂) має два атоми з однаковим спіном I = 1/2, тому сумарний спін може дорівнювати одиниці (симетричний рівень), або нулю (асиметричний рівень). Їх статистичну вагу визначають за виразами

$$g_j = (2g+1)$$
 при I = 0 (параводень) (1.162а)
 $g_i = 3(2g+1)$ при I = 1 (ортоводень) (1.162б)

Для молекули C¹²O₂

g = 1	симетричний рівень (парний)	(1.163a)
$\mathbf{g} = 0$	асиметричний рівень (непарний),	(1.1636)

для молекули C¹³O₂

g = 2	симетричний рівень	(1.164a)
g = 0	асиметричний рівень	(1.164б)

Якщо в молекулах водню і вуглекислого газу один з атомів водню чи кисню замінити їх ізотопами, то різниця між симетричним й асиметричним рівнями щезне, внаслідок чого їх статистична вага матиме однакові значення.

Населеність різних обертових рівнів визначають як

 $N_i \sim g_i \exp[-F(j) hc/kT].$ (1.165)

Молекули водню і вуглекислого газу не мають постійного дипольного моменту, тому в їхніх спектрах відсутні суто обертові деталі. Для водню спостерігається лише комбінаційне і квадрупольне поглинання, а для вуглекислого газу – ще й коливально-обертовий спектр. Найважливішими є

переходи між нульовим і верхнім збудженим коливальними рівнями, їх частоту визначають як

$$v_{0,k'} = k v_0 [1 - (k+1)x_e] \quad k = 1, 2, 3, \dots$$
(1.166)

Поряд з основною частотою переходу 0-1

$$V_{0,1} = V_0 (1 - 2x_{\rm e}) \tag{1.167}$$

з'являються обертони: перший обертон (k = 2) з частотою

$$v_{0,2} = 2v_0 (1 - 3x_e), \tag{1.168a}$$

другий (k = 3) - 3 частотою

$$v_{0,3} = 3v_0(1 - 4x_e) \tag{1.1686}$$

і т. д. Інтенсивність обертонів зменшується зі збільшенням їхнього порядку, що стає виразнішим зі зменшенням ангармонічності. Якщо замінити один атом водню його ізотопом, частота коливань і нульова частота змінюються відповідно до виразу

$$v_0' = v_0 (M_a / M_a')^{1/2}, \qquad (1.169)$$

де штрихом позначено величини, які характеризують ізотоп. Слід зауважити, що через наявність у молекулі водню двох атомів з однаковим спіном його обертові лінії розщеплені резонансом Фермі. Крім того, за наявності магнітного поля, відбувається так званий ефект Зеємана, який приводить також до розщеплення кожного *j*-го рівня на 2*j* + 1 підрівнів.

Типовою властивістю квадрупольного спектра водню є зміщення частоти лінії під дією тиску, величина якого визначається емпіричним виразом,

$$\Delta \nu(\rho, \nu) = [-0.0123 + 4.78 \cdot 10^{-5} T (1 - 0.001T)] \rho \nu' \text{ [cm}^{-1}], (1.170)$$

де $v'=1, 2, 3, ..., \rho$ – густина газу при T = 295 К при тиску p = 1 атм. Оскільки в планетній атмосфері (особливо для Урана і Нептуна) лінії поглинання формуються в широких межах атмосферного тиску, то спостережним

наслідком цієї особливості має бути асиметрія квадрупольних ліній (більша ширина довгохвильового крила лінії), але це можна зареєструвати лише при спостереженнях зі спектральною роздільною на рівні 0,001 нм.

Коефіцієнти ефективності когерентного (релеївського) $Q_R(j, \lambda)$ і комбінаційного $Q_c(j \Rightarrow j + 2, \lambda)$ розсіяння (табл. 1.2) під час переходів з рівня *j* обраховують відповідно до виразів

$$Q_{R}(j,\lambda) = \frac{128\pi^{5}}{9\lambda^{4}} \left[3|\alpha(\lambda)|^{2} + \frac{2j(j+1)}{3(2j-1)(2j+3)} |\gamma(\lambda)|^{2} \right],$$
(1.171)

де $\alpha(\lambda)$, $\gamma(\lambda)$ – залежності від довжини хвилі середньої поляризованості і ступеня анізотропії; для переходу $j \Rightarrow j + 2$

$$Q_{c}(j \Rightarrow j+2,\lambda) = \frac{128\pi^{5}}{9(\lambda')^{4}} \frac{(j+1)(j+2)}{(2j+3)(2j+1)} |\gamma(\lambda)|^{2}; \qquad (1.172)$$

для переходу $j \Rightarrow j - 2$

$$Q_{c}(j \Rightarrow j-2,\lambda) = \frac{128\pi^{5}}{9(\lambda')^{4}} \frac{j(j-1)}{(2j-1)(2j+1)} |\gamma(\lambda)|^{2} \cdot$$
(1.173)

структура не розділена, то для релеївського розсіяння

$$Q_{R}(\lambda) = \frac{128\pi^{5}}{9\lambda^{4}} \left[\left. 3 \left| \alpha(\lambda) \right|^{2} + \frac{2}{3} \left| \gamma(\lambda) \right|^{2} \right], \qquad (1.174)$$

для комбінаційного розсіяння під час переходу з коливального рівня v на v + 1

$$Q_{c}(\mathbf{V} \Rightarrow \mathbf{V}+1, \lambda) = \frac{128\pi^{5}}{9(\lambda')^{4}} \left[3|\alpha'(\lambda)|^{2} + \frac{2}{3}|\gamma'', (\lambda)|^{2} \right] \frac{(\mathbf{V}+1)h}{8\pi^{2}M\mathbf{v}_{e}} \cdot (1.175)$$

У межах температури 50-150 К добрим наближенням є допущення, що всі молекули водню знаходяться на нижньому коливальному (v = 0) та нижньому обертовому (j = 0) рівнях, тому з достатньою для практичних потреб точністю можна враховувати лише стоксові переходи S(0), S(1) і O(0), для яких

відповідні духи будуть на частотах $v_0 - 354$, $v_0 - 587$ і $v_0 - 4161$ см⁻¹ (тут $v_0 -$ частота фраунгоферової лінії).

Молекула вуглекислого газу має чотири ступеня свободи і може здійснювати два валентних коливання – симетричне (рис. 1.21 б) і асиметричне (рис. 1.21в) та одне деформаційне (рис. 1.21г), що зумовлює появу трьох основних коливальних частот. При цьому деформаційні коливання двічі вироджені.

Таблиця 1.2. Розраховані Трафтоном і Кохраном коефіцієнти комбінаційного розсіяння σ і зміщення Δν для довжини хвилі 400 нм

Молекула	Перехід	$\Delta v, cm^{-1}$	σ , cm ²
H_2	Релей	0	$3,37 \cdot 10^{-27}$
	O(2)	354	$1,70 \cdot 10^{-29}$
	<i>S</i> (0)	354	$7,58 \cdot 10^{-29}$
	<i>S</i> (1)	587	$4,38 \cdot 10^{-29}$
	O ₁ (2)	3807	$4,61 \cdot 10^{-31}$
	$S_1(1)$	4748	$1,15 \cdot 10^{-30}$
	O ₁ (1)	4161	$2,19 \cdot 10^{-30}$
CH_4	v_1	2914	$8,26 \cdot 10^{-29}$
	v_3	3017	$9,24 \cdot 10^{-29}$
NH ₃	v_1	3334	$4,20 \cdot 10^{-29}$
H_2S	v_1	1388	$1,79 \cdot 10^{-29}$
	$2v_2$	1285	$1,37 \cdot 10^{-29}$
O_2	1—0	1555	$2,49 \cdot 10^{-29}$
N_2	1—0	2331	$1,60 \cdot 10^{-29}$

Обертову енергію невиродженого коливального стану визначають за виразом (1.161), а вироджених – згідно залежності

$$F_{[\nu]}(j) = B_{[\nu]}[j(j+1) - l^2] - D_{[\nu]}[j(j+1) - l^2], \qquad (1.176)$$

де

$$B_{[v]} = B_{\rm e} - \Sigma \alpha_i (v_i + d_i/2), \qquad (1.177)$$

тобто, відбувається l - розщеплення (рис. 1.22). При цьому $\alpha_i \ll B_e$, а значення j обмежене правилом відбору $j = 1, l+1, l+2 \dots$, тобто рівні з $l = 0, 1, \dots, l-1$ не існують.

Розщеплені коливання мають різний тип симетрії: симетричне та асиметричне валентне коливання типів A_{1g} та A_{1u} та деформаційне коливання

типу A_{lu} . Перше з них виникає через появу випадкового виродження (резонансу Ферма). Воно активне в спектрі комбінаційного розсіяння і виявляється у вигляді подвійної смуги з центром $1/\lambda$ 1285,5 і 1388,3 см⁻¹. Друге і третє – активні в ІЧ спектрі з $1/\lambda$ 2349,3 (0, 0, 1) і 667,3 см⁻¹ (0, 1, 0). Крім того, спостерігається велика кількість обертонів і складових частот.

Незважаючи на відсутність суто обертового ІЧ спектра взаємодія коливальних рухів та обертання приводить до того, що спостерігається обертово-коливальний спектр. Його характерною властивістю є те, що відповідно до виразів (1.164) і (1.165) в обертовій структурі наявні лише лінії, які відповідають парним обертовим рівням. Залежно від орієнтації дипольного моменту, смуги поглинання розділяють на паралельні (||), коли $|\Delta l| = 0$, і перпендикулярні (\perp) – при $|\Delta l| = 1$. Для довжини хвиль коротших за 175 нм у спектрі вуглекислого газу спостерігається серія дифузних електронних смуг поглинання інтенсивність і відстань між якими не підпорядковуються жодним закономірностям. Обертову структуру цих смуг не виявлено.

Молекула води. Вона належить до типу плоских молекул, у яких відсутні осі симетрії третього і вищих порядків. Для них всі три моменти інерції мають різне значення (рис. 1.22*a*): A > B > C. Під час обертання такі молекули утворюють фігуру типу асиметричної дзиги. Для молекули води A = 27,79, B = 14,91, C = 9,29 см⁻¹. Характерною властивістю асиметричної дзиги є повне зняття виродження, що пов'язане з орієнтацією повного моменту кількості руху відносно рухомої системи координат, унаслідок чого немає єдиної формули для розрахунку енергії всіх обертових рівнів. Усі рівні розщеплені на 2j + 1 підрівнів, які, у свою чергу, також можуть бути розщеплені на 2j + 1 підрівнів. Це призводить до надмірної складності структури смуг, що сильно ускладнює їх аналіз.



Рис. 1.22а. Типи коливань молекули води

Для характеристики підрівнів уводять позначення

$$\tau = -j, -j + 1, \dots, +j. \tag{1.178}$$

Через відсутність можливості введення квантового числа, яке визначало б проекцію моменту кількості руху на одну з рухомих осей, для ідентифікації

кожного рівня з певним *j* задають два квантових числа: K_{-1} – для витягнутої дзиги, K_1 – для сплющеної. Подібно до молекул водню і вуглекислого газу, симетричні та асиметричні рівні молекули води (через малість магнітного моменту ядра) не комбінують між собою навіть під час зіткнень, тому також мають місце пара- та ортомодифікації. Статистична вага для симетричного та асиметричного рівнів відповідно дорівнює одиниці та трьом. Молекула води має суто обертовий інфрачервоний і коливальний спектри. Для IЧ спектра справедливе правило відбору (1.147), яке доповнюється обмеженнями, що пов'язані з умовами симетрії. Якщо дипольний момент спрямований по осі, яка відповідає найменшому значенню моменту інерції, то дозволені лише переходи

$$++ \leftrightarrow -+ \operatorname{Ta} +- \leftrightarrow --;$$
 (1.179a)

якщо відповідає проміжному значенню моменту інерції -

 $++ \leftrightarrow - \operatorname{Ta} +- \leftrightarrow -+;$ (1.1796)

найбільшому його значенню —

 $++ \leftrightarrow +- \operatorname{Ta} -+ \leftrightarrow --. \tag{1.179B}$

Для комбінаційного спектра справедливі правила відбору (1.155) та обмеження на умови симетрії:

 $++ \leftrightarrow ++, +- \leftrightarrow +-, -+ \leftrightarrow -+, -- \leftrightarrow --. \tag{1.180}$

У коливальному спектрі активні три коливання з частотами v_1 , v_2 , v_3 . При цьому перші дві частоти відповідають повно симетричним коливанням а третя – асиметричним. Крім основних частот є також обертони і складові (сумарні й різницеві).

Для довжин хвиль коротших за 186 нм існує електронний спектр, який також складається з широких і дифузно розмитих смуг поглинання.

Молекула аміаку належить до класу так званих неплоских пірамідальних молекул (рис. 1.22*б*) точкової групи $C_{3\nu}$, під час обертання яких утворюється фігура вигляду симетричної дзиги з двома моментами інерції: $A_{[\nu]} = 6,30$, $B_{[\nu]} = 9,941$ см⁻¹.

Оскільки для неї коливання відносно осі симетрії третього порядку може бути лише симетричним то вона має лише по два типи невироджених і вироджених коливань, енергії обертових термів яких розрізнюються. Для невироджених коливань

$$F_{[\nu]}(j, K) = B_{[\nu]} j(j+1) + (A_{[\nu]} - B_{[\nu]})K^2, \qquad (1.181)$$

в яких j = K, K + 1, K + 2, ...; для одноразово вироджених

$$F_{[\nu]}(j,K) = B_{[\nu]}j(j+1) + (A_{[\nu]} - B_{[\nu]})K^2 \pm 2A_{[\nu]}\xi_i K, \qquad (1.182)$$

де член $2A_{[v]}\xi_i K$ характеризує величину коріолісового розщеплення. Коефіцієнт ξ_i визначає коливальний момент кількості руху для виродженого коливального стану в якому збуджене лише одне вироджене коливання v_i і становить від 0 до 1.



Рис. 1.22б. Типи коливань молекули аміаку

Якщо багаторазово збуджується кілька вироджених коливань, то вираз (2.146) набуває вигляду

$$F_{[v]}(j,K) = B_{[v]}j(j+1) + (A_{[v]} - B_{[v]})K^2 - 2A_{[v]}\sum_i \pm (\xi_i l_i)K. \quad (1.183)$$

Унаслідок цього кожний рівень виродженого коливання (за винятком K = 0) під дією сили Коріоліса розщеплюється на два. Сам тип цього розщеплення називають *К-подвоєнням*. Оскільки ядерний спін молекули аміаку дорівнює 1/2, то статистична вага обертових рівнів з $K = 3q \neq 0$ (q – стала подвоєння) для невиродженого коливального стану буде вдвічі більшою за статистичну вагу рівнів з K = 3q + 1. Отже, у статистичній вазі відбуватиметься чергування типу 2, 1, 1, 2, 1, 1, 2, ... Для виродженого коливального стану більшу статистичну вагу також мають обертові рівні з K = 3q + 1 для підрівня +*l* та *K* = 3*q* – 1 для підрівня –*l*.

Характерною властивістю молекули аміаку є те, що функція потенційної енергії її атомної системи має два однакових мінімуми, які відповідають двом положенням рівноваги ядер. Їх взаємне перетворення зумовлюється заміною (інверсією) всіх ядер у центрі тяжіння, притому рівні енергії знаходяться в точному резонансі. Проникнення ядер з однієї потенційної ями в іншу (тунельний ефект) приводить до розщеплення коливальних рівнів на два дуже близькі за енергією рівні. Розщеплені рівні називають *дублетами*. Величина розщеплення досить мала. Вона найбільша для обох невироджених рівнів (особливо v_2). Для обох вироджених коливань величина розщеплення у першому наближенні дорівнює нулю. Для рівнів, які піддаються інверсійному розщепленню, комбінувати один з одним можуть лише підрівні з протилежною симетрією (+ $\leftarrow \rightarrow -$).

Для інфрачервоного обертово-коливального спектра справедливі такі правила відбору для обертових квантових чисел: для паралельних смуг ($\Delta K = 0$)

 $\Delta j = 0, \pm 1,$ якщо $K \neq 0,$ (1.184a)

$$\Delta j = \pm 1$$
, якщо $K = 0$, (1.184б)

для перпендикулярних смуг ($\Delta K = -1$)

$$\Delta j = 0, \pm 1. \tag{1.184B}$$

Для виродженого коливального стану розрізнюють рівні +l та -l залежно від того, чи мають коливальні та обертовий моменти кількості руху однаковий, або протилежний знак. Під час переходу з верхнього виродженого коливального стану в нижній не вироджений стан рівні +lкомбінують з обертовими рівнями невиродженого стану при $\Delta K = +1$, а рівні – l-3 цими самими обертовими рівнями при K = -1. Якщо виродженим є нижній стан, то одержимо зворотну картину. У разі переходів між двома виродженими коливальними станами мають бути ще дві умови: для паралельної смуги

$$+l \leftarrow \rightarrow +l, -l \leftarrow \rightarrow -l,$$
 (1.185)

для перпендикулярної —

 $-l \leftarrow \rightarrow -l$ при $\Delta K = +1,$ (1.186a)

$$+l \leftarrow \rightarrow +l$$
 при $K = -1.$ (1.186б)

Тут перший рівень +l належить до верхнього стану, а другий -l – до нижнього.

Усі обертові лінії, переходи яких дозволені правилом $\Delta j = 1, K = 0, + \leftarrow \rightarrow -$, унаслідок інверсійного розщеплення будуть подвійними (за винятком лінії з K = 0), а величина їх дублетного розщеплення буде вдвічі більша за відстань між рівнями інверсійного дублета. Оскільки кожна обертова лінія є результатом накладання j + 1 ліній з K = 0, 1, ... то лише лінії з j = 0 будуть одиночними, тоді як інші матимуть дві складові з дещо різною інтенсивністю. Коротко- і довгохвильові складові позмінно матимуть більшу і меншу інтенсивності, що зумовлено переходом K = 0. Дублетне розщеплення ще залежить від квантового числа j, але це важко зареєструвати, тому що розглянута залежність буде помітною лише за великих значень квантового числа, за яких ефект замиватиметься коріолісовим розщепленням на j + 1 складову.

Обертові терми аміаку описуються двома квантовими числами K та j, тому коливально-обертові смуги крім вищезгаданих для лінійних молекул P-, Q- та R-гілок, зумовлених змінною квантового числа j, характеризуються ще й аналогічними гілками які відповідають зміні квантового числа K. Для ідентифікації відповідних ліній прийнято таку систему позначень: переходи Δj та ΔK позначають однаково літерами P, Q та R, але в останньому випадку їх використовують як індекси зліва зверху (наприклад ^{O}P). Значення термінів Kта j записують праворуч у вигляді цифрового індексу знизу і цифри в дужках (наприклад $P_2(3)$). Так, лінію, яка відповідає переходам $\Delta j = -1$, $\Delta K = 0$, K = 2та j = 3, запишемо як $^{O}P_2(3)$. Зазначимо, що для паралельної смуги, яка утворюється під час переходів між обертовими рівнями з однаковими значеннями K ($\Delta K = 0$) та має за цим квантовим числом лише Q-гілку, ідентифікація всіх ліній матиме вигляд ${}^{Q}Q_{K}(j)$. Для перпендикулярних смуг які утворюються у разі переходів між обертовими рівнями з різними значеннями K ($\Delta K = +1$), індексами є літери P і K. Паралельні та перпендикулярні смуги мають різну структуру обертових ліній.

У результаті переходів між двома не виродженими коливальними рівнями утворюються лише паралельні смуги. Частоту початку підсмуги (*j* = 0) визначають за формулою

$$\nu_0^{\text{nigc}} = \nu_0 + \left[(A'_{[\nu]} - A''_{[\nu]}) - (B'_{[\nu]} - B''_{[\nu]}) \right] K^2.$$
(1.187)

Інтенсивність ліній знаходять за формулою

$$S_{0} = CA_{Kj}g_{Kj}\exp\left[-F(K, j)hc/kT\right],$$
(1.188)

де параметр С залежить лише від типу коливального переходу.

Вирази для A_{Kj} мають вигляд

$$A_{Kj} = [(j+1)^2 - K^2]/(j+1)(2j+1) \quad \text{при } \Delta j = +1,$$

$$A_{Kj} = K^2 / j(j+1) \qquad \qquad \text{при } \Delta j = 0,$$

$$A_{Kj} = (j^2 - K^2) / j(2j+1) \qquad \qquad \text{при } \Delta j = -1. \quad (1.189)$$

Величини *j*, *K* належать до нижнього стану, статистичну вагу визначають за виразами

$$g_{Ki} = 2j + 1$$
 при $K = 0$ та $g_{Ki} = 2(2j + 1)$ при $K \neq 0.$ (1.190)

Через інверсійне подвоєння всі лінії кожної підсмуги подвоєні за винятком ліній підсмуги з K = 0. Дублетне розщеплення ліній дорівнює сумі дублетних розщеплень верхнього і нижнього рівнів.

Перпендикулярні смуги молекули аміаку, яка належить до груп симетричної дзиги, можуть утворюватися лише під час переходів між коливальними рівнями, серед яких хоча б один був вироджений. Якщо під час переходів верхній стан є виродженим, а нижній невиродженим розщеплення виродженого коливального рівня під дією сили Коріоліса не дає розщеплення ліній смуги (підсмуги). Це зумовлено тим, що при $\Delta K = +1$ з нижнім невиродженим станом комбінують лише рівні +l, а при $\Delta K = -1$ рівні -l. Частоту початку підсмуги визначають за формулою

$$\nu_{0}^{\text{nucc}} = \nu_{0} + [A'_{[\nu]}(1 - 2\xi_{i}) - B'_{[\nu]}] \pm 2[A'_{[\nu]}(1 - \xi_{i}) - B'_{[\nu]}]K + (A'_{[\nu]} - B'_{[\nu]}) - (A''_{[\nu]} - B''_{[\nu]})].$$
(1.191)

Тут знак плюс перед третім членом відповідає гілці R ($\Delta K = +1$), а знак мінус – гілці P ($\Delta K = -1$); ξ_i – коливальний момент кількості руху верхнього коливального стану, який для різних вироджених коливань становить від +1 до -1. Через це відстань між черговими лініями різних перпендикулярних смуг може сильно розрізнятися.

Нарешті, переходи між двома виродженими рівнями також зумовлюють появу паралельних і перпендикулярних смуг. Тут кожна паралельна смуга, за винятком підсмуги з K = 0, розпадається на дві складові з частотою

$$v_0^{\text{nigc}} = v_0 + [(A'_{[\nu]} - A''_{[\nu]}) - (B'_{[\nu]} - B''_{[\nu]})]K^2 \mp 2(A'_{[\nu]}\xi' - A''_{[\nu]}\xi'')K . (1.192a)$$

Перпендикулярні смуги мають просту серію підсмуг з частотами

$$\nu_{0}^{\text{nige}} = \nu_{0} + [A'_{[\nu]}(1 + 2\xi'_{i}) - B'_{[\nu]}] \pm 2[(A'_{[\nu]} - B'_{[\nu]}) + (A'_{[\nu]}\xi'_{i} - A''_{[\nu]}\xi''_{i})]K + [(A'_{[\nu]} - B'_{[\nu]}) - (A''_{[\nu]} - B''_{[\nu]})]K^{2},$$
(1.1926)

де верхній знак відповідає $\Delta K = +1$, нижній $-\Delta K = -1$.

Електронний спектр зареєстровано для довжини хвиль коротших за 243 нм.

Молекула метану належить до типу сферичних дзиг (її форму показано на рис. 1.22 в) і точкової групи T_d , тому вона має по два валентні (v_1 і v_3 симетрії A_1 та A_2) і деформаційні (v_2 і v_3 симетрії E та A_2) коливання, які активні в комбінаційному розсіянні.

В ІЧ спектрі активні лише тричі вироджені коливання симетрії A_2 , рівні яких під дією сили Коріоліса розщеплені на три підрівні. Один з них відповідає частоті нерозщепленого рівня, а два інших є лінійною комбінацією вихідних коливань, які не переходять одне в одне завдяки дії сили Коріоліса та утворюють два колових коливання з відповідними моментами кількості руху. Енергію цих підрівнів визначають за виразами

$$F^{+}(j) = B_{[\nu]}(j+1)(j+2\xi_{i}),$$

$$F^{0}(j) = B_{[\nu]}j(j+1),$$

$$F^{-}(j) = B_{[\nu]}j[(j+1)-2\xi_{i}].$$
(1.193)



Рис. 1.22в. Типи коливань молекули метану

Тут $B_{[\nu]} = 5,252 \text{ см}^{-1}$. Оскільки ядерний спін молекули дорівнює 1/2, то можуть існувати всі обертові підрівні, але їх статистична вага буде різною. Населеність обертових рівнів обраховують за формулою (1.170).

Потенційний бар'єр, який розділяє «ліву» і «праву» його конфігурації, дуже високий, тому інверсійне подвоєння дуже мале і практично не спостерігається. Для IЧ спектра справедливі правила відбору (1.152) і (1.154). Крім того, ще накладається умова, згідно з якою обертові рівні певного типу симетрії можуть комбінуватися лише з обертовими рівнями того самого типу симетрії, тобто

$$A \leftrightarrow A, E \leftrightarrow E, F \leftrightarrow F. \tag{1.194}$$

Найдетальніше вивчено коливально-обертову структуру переходів, у яких верхнім є стан A_2 , а нижнім – основний стан молекули A_1 . У цьому випадку кожна зі смуг складається з трьох гілок (*P*, *Q*, *R*), обертові лінії яких розщеплені коріолісовою взаємодією на 2j + 1 ліній. Частоту початку *P*- і *R*-гілок визначають виразом

$$\nu = \nu_0 + \left[(B'_{[\nu]} + B''_{[\nu]} - 2B'_{[\nu]}\xi_i) \right] m + (B'_{[\nu]} - B''_{[\nu]})m^2, \qquad (1.195)$$

де m = j + 1 для гілки R; m = -j для гілки P; одна лінія (m = 0) відсутня. Усі лінії Q-гілки мають приблизно однакову частоту v_0 .

Для комбінаційного обертово-коливального спектра виконується правило відбору $\Delta j = 0$. У разі переходу $A_1 - A_1$ спостерігається одна інтенсивна лінія, яка є результатом накладання всіх ліній Q-гілки, а в разі переходу $F_2 - A_1 - 15$ гілок, по 5 для кожної з підсмуг $F_2^+ - A_1$, $F_2^0 - A_1$ та $F_2^- - A_1$. Спектр молекули також є набором основних частот, їх обертонів і складових частот. Існує й електронний спектр при $\lambda < 146$ нм.

Типовою властивістю смуг поглинання метану є те, що ізольовані обертові лінії реєструються лише для фундаментальних смуг поглинання та їх обертонів, тоді як у смугах поглинання, які утворені комбінацією різних частот фундаментальних смуг та їх обертонів, спостерігаються лише ознаки обертової структури. У лабораторних умовах найдетальніше вивчена фундаментальна смуга v_3 та її обертони $2v_3$ і $3v_3$.

Є підстави вважати, що зареєстрована в спектрі планет-гігантів смуга на довжині хвилі 682,5 нм також є обертоном $5v_3$. Як і передбачає теорія, окремі лінії обертонів розщеплені. Інтегральні коефіцієнти поглинання обертових ліній (сили ліній) обраховують за виразом

$$S_0(j) = F(j) \exp[-Bhcj (j+1)/kT] / Z(T), \qquad (1.196)$$

де функція розподілу є

$$Z(T) = \sum (2j+1)^2 g_j \exp[-j(j+1)Bhc/kT]; \qquad (1.197)$$

$$F(j) = (2j+3) \left[4(2j+1/3) + (-1)^j + 3,08 \sin \left[(2j+1) \pi/3 \right] \right].$$
(1.198)

Для обертонів $2v_3$ і $3v_3$ функція Z(T) змінюється з температурою відповідно до виразу

$$Z(T) \approx T^{5/2} i T^{3/2}.$$
 (1.199)

Для лінії R(0) обертону $5v_3 S_0(0) = 0,262 \text{ см}^{-1} (\text{м} \cdot \text{амагат}).$

Взаємодія світла з конденсатом газу також приводить до формування смуг поглинання. Оскільки зі збільшення тиску газу окремі лінії тонкої структури IЧ і комбінаційних смуг поглинання розширюються, що зумовлено частішими зіткненнями молекул і збільшенням взаємодії молекул зі зменшенням відстані між ними, то вони, як правило, не показують тонкої структури. Винятком є рідкий водень, для якого спостерігається чітко виражений обертовий комбінаційний спектр. У разі багатоатомних молекул такі винятки можна спостерігати для розчинів (наприклад, водного розчину аміаку). Слід очікувати, що тонку, але розмиту структуру, можна спостерігати лише тоді, коли відстань між обертовими лініями досить велика. Крім того, зникають чітко виражені для газоподібної фази максимуми *F-, Q-, R-*гілок, можуть змінюватися частоти коливальних переходів і з'являтися нові (відсутні в газоподібній фазі) коливальні частоти. Так, для метану основна частота v₁ зменшується на 5,2 см⁻¹ у рідкому стані та на 8,2 см⁻¹ у твердому (при T = 83 K).

Інтенсивність смуг, утворених у процесі переходів основним рівнем яких є нижній незбуджений, а частоти визначаються виразом (1.124) – слабко залежать від температури. Водночас інтенсивність так званих гарячих смуг, які утворюються під час переходів, основним станом яких є верхній (збуджений) рівень і частота визначається виразом (1.131) – залежить від температури.

Говорячи про обертові лінії, ми виходили із допущення нескінченно швидкого переходу, внаслідок чого однотипні переходи в усіх молекулах утворюють одну й ту саму за значенням монохроматичну частоту. У результаті всі лінії мали б вигляд δ -функцій. Проте реальні лінії з тих чи інших причин «розмазані» в деякому інтервалі частоти і утворюють контур лінії $f(v - v_0)$.

1.8. Контур спектральних ліній

Перехід молекули з одного енергетичного рівня на інший здійснюється протягом кінцевого відрізку часу, через це, згідно з класичною теорією випромінювання чи поглинання, коливальний чи обертовий процес зумовлює появу нескінченної кількості частот у деякому їх інтервалі. Ширина останнього залежить від відрізку часу знаходження молекули у збудженому стані, а форма залежності інтенсивності від частоти в лінії описується функцією, яку називають контуром лінії. Для характеристики цього контуру використовують термін ширина або півширина лінії.

> Під шириною контуру розуміють його ширину Δν або Δλ на рівні, який відповідає половинній інтенсивності в центрі, а

частотну залежність інтенсивності описують функцією типу

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_N}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma_N^2},$$
 (1.200)

де так звана натуральна ширина ліній

$$\gamma_N = \frac{1}{4\pi} (1/\tau_i + 1/\tau_k); \qquad (1.201)$$

 τ_k і τ_i – час знаходження молекули в нижньому і верхньому збуджених станах відповідно; ν_0 – частота центра лінії. Для всіх молекул $\gamma_N < 10^{-10}$ см.

Час знаходження молекули в збудженому стані може змінитися зі зміною фізичних умов газового середовища (температури і тиску), внаслідок чого також зміниться форма контуру лінії поглинання. Так, коли виконується умова термодинамічної рівноваги, тобто, коли має місце максвелівський розподіл молекул за швидкостями, формується так званий *доплерівський контур*:

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\gamma_D \pi^{1/2}} \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\gamma_d}\right)^2\right],$$
 (1.202)

де доплерівська ширина лінії

$$\gamma_D = v_0 [(2kT\ln 2)/M]^{1/2}$$
(1.203)

завжди набагато більша від натуральної ($\gamma_D >> \gamma_N$).

Під час зіткнення двох молекул виникає деформація їхніх енергетичних рівнів, унаслідок чого дещо змінюється частота переходів, що також приводить до розширення ліній. Залежно від величини змінення фази процесу поглинання, спричиненого зіткненням з іншою молекулою, розрізняють слабкі і сильні зіткнення. Згідно з теорією слабких зіткнень, центр спектральної лінії зміщується, тоді як під час сильних зіткнень цього не відбувається. Теорію останніх розробив у 1906 р. Г. Лоренц, тому *сформований у процесі сильних зіткнень контур лінії називають лоренцівським*. Він має вигляд

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma_L^2},$$
(1.204)

де лоренцівська ширина ліній

$$\gamma_L = \sum_{i=1}^n n_i \sigma_i^2 \left[\frac{kT}{\pi} (1/M + 1/M_i) \right]^{1/2};$$
(1.205)

 σ_i – ефективна відстань між поглинаючою та *i*-тою молекулою, яка може мати іншу природу та з якою відбувається зіткнення; n_i – концентрація молекул; M_i – маси молекул. Відстань залежить від природи *i*-тої молекули. Так під час зіткнення молекули метану з молекулою водню, гелію чи метану величина σ_i відповідно дорівнює 3,17·10⁻⁸, 2,81·10⁻⁸ i 3,82·10⁻⁸ см⁻¹. Через те, що концентрація *i*-го газу пов'язана з його парціальним тиском p_i співвідношенням

$$p_i = n_i kT, \tag{1.206}$$

вираз для лоренцівського контура можна записати так:

$$\gamma_L = \frac{1}{(\pi kT)^{1/2}} \sum_{i=1}^n p_i \sigma_i (1/M + 1/M_i)^{1/2}.$$
(1.207)

Це означає, що лоренцівська ширина залежить не лише від концентрації молекул, а й від природи тих молекул, з якими відбуваються зіткнення молекули поглинаючого газу. Із виразів (1.203 і 1.207) можна отримати вираз для відношення у ширини лоренцівського і доплерівського контурів:

$$y = \frac{1}{kTv_0 (2\pi \ln 2)^{1/2}} \sum_{i=1}^n p_i \sigma_i (1 + M/M_i)^{1/2}$$
 (1.208a)

Для двокомпонентної газової суміші, в якій поглинаючий газ є настільки малою складовою, що його присутність практично не змінює атмосферний тиск, вирази (1.208a і 1.207) перепишуться у вигляді

$$y = \frac{p\sigma_1}{kT\nu_0 (2\pi\ln 2)^{1/2}} (1 + M/M_1)^{1/2}$$
(1.2086)

та

$$\gamma_L = \frac{p\sigma_1}{\left(\pi kT\right)^{1/2}} \left(1/M + 1/M_1\right)^{1/2}.$$
(1.209)

Отже, зі зміною температури і тиску лоренцівська ширина лінії змінюється згідно з формулою

$$\gamma_L = \gamma_L^0 \frac{p}{p_0} (T_0 / T)^{1/2} \,. \tag{1.210}$$

Очевидно, що за високої температури і низького тиску домінуватиме доплерівське розширення ліній, а за високого тиску і низької температури – лоренцівське. У проміжному випадку створюється так званий фойгтівський контур

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{8y}{\gamma_D \pi^{3/2}} \int_{-1}^{+1} \frac{\exp\left[-t^2\right]}{y^2 + (x - t)^2} dt , \qquad (1.211)$$

де $x = (v_v_0)/\gamma_D$. Винятком є молекула водню, для якої в деякому інтервалі у зі збільшенням тиску спостерігається не розширення, а звуження доплерівського контуру. Цей ефект передбачив Р. Діке, а пізніше його спостерігали в лабораторних умовах для квадрупольних ліній і комбінаційного розсіяння. Вираз для контуру таких ліній отримав Л. Галарті:

$$f(v - v_0) = \frac{1}{\gamma_D \pi} \int_0^\infty \cos(uy) \exp\left[-uy + \frac{z^2}{2y^2} \left(\frac{uy}{z} - 1 + \exp\left[-uy/z\right]\right)\right] du, (1.212)$$
$$z = 2\pi \gamma_L MD / kT, \qquad (1.213)$$

де $D = (1,35 \pm 0,01)(T/273)^{3/2}p^{-1}$ – коефіцієнт дифузії, см²·амагат; p – тиск в атм, тому його називають контур Галарті.

Ширину обертових ліній молекул аміаку, метану і вуглекислого газу, в усякому разі в межах однієї коливально-обертової смуги, з точністю її вимірювання можна вважати однаковою. Слід зазначити, що це справедливо лише для випадку, коли величину γ оцінюють через частоту. У разі вимірювання в довжині хвиль півширина зменшується зі збільшенням довжини хвилі як $\Delta \lambda = \Delta v/v^2$. Для обертових ліній фундаментальної смуги поглинання метану v_3 лоренцівська півширина зі зміною температури змінюється порізному залежно від того, з яким газом відбуваються зіткнення молекули. Так, при зіткненні з молекулою водню та атомами гелію, величина γ_0 пропорційна величині $T^{-(1/2)}$, якщо з молекулою метану – то $T^{-(2/3)}$.

Вважається, що півширина ліній аміаку не залежить від типу симетрії та обертового переходу і має практично однакові значення для *P*-, *Q*- та *R*-гілок. Разом з тим γ_0 дещо зменшується зі збільшенням квантового числа *j* і зменшенням *K* (при фіксованому *j*). Вищезгадані поняття сили, або інтегрального коефіцієнта поглинання лінії *S*₀ і коефіцієнта поглинання на частоті v (*k*_v), пов'язані між собою виразами

$$S_0 = \int_0^\infty k_\nu d\nu \tag{1.214a}$$

та

$$k_{\nu} = S_0 f(\nu - \nu_0) \,. \tag{1.2146}$$

Ці величини найчастіше розраховують на одиницю геометричної товщини атмосфери при значенні тиску 1 атм і температурі 273, або 295 К, використовуючи при цьому розмірності см⁻¹/(м · атм) та см⁻¹(км · амагат)⁻¹. Відомо, що структура обертово-коливальної смуги визначається не лише природою молекули, а й тим, унаслідок яких переходів вона утворена. Найпростішою структурою характеризуються смуги основних частот та їх обертонів. Інколи трапляється, що обертові лінії розташовані настільки далеко одна від одної, що навіть далекими своїми крилами не перекриваються. Такі лінії можна розглядати як ізольовані і для них справедливий вираз (1.214б). Якщо лінії розташовані близько одна до одної, для розрахунку коефіцієнтів поглинання на заданій довжині хвилі слід ураховувати ефект перекриття таким випразом:

$$k_{\rm v} = \sum_{i=0}^{\infty} S_{0i} f_i (v - v_0) dv \,. \tag{1.215}$$

Оскільки в реальних умовах реєстрацію спектра проводять з конечною роздільною здатністю в довжині хвиль $\Delta\lambda$, або на частоті Δv , то для розрахунків k_v і кількості поглинутої в смугах поглинання енергії потрібно знати структуру молекулярних смуг поглинання, для характеристик яких розроблені різні моделі.

Для характеристики інтенсивності смуг (ліній) поглинання використовується поняття залишкової інтенсивності

$$\mathbf{R}_{\lambda}(\mu, \mu_{\rm o}) = \rho_{\lambda}(\tau_{0}, \mu_{0}, \mu, \alpha) / \rho_{\rm c}(\tau_{0}, \mu_{0}, \mu, \phi), \qquad (1.216)$$

де індексами λ та с позначено відбивну здатність у смузі поглинання і в неперервному спектрі, та еквівалентної ширини

$$W(\mu_0, \mu, \alpha) = \int_0^\infty [1 - R_\lambda(\mu_0, \mu, \alpha)] \, d\lambda \,, \qquad (1.217)$$

яка характеризує інтервал Δλ зі стовідсотковим поглинанням.

1.9. Зміна параметрів Стокса внаслідок багаторазового розсіяння

Вищерозглянуті питання взаємодії випромінювання з газоаерозольним середовищем справедливі для одноразового розсіяння, коли світловий квант залишає середовище і поглинається (повністю чи частково) після взаємодії лише з однією частинкою. Такі умови виконуються для оптично дуже тонкої атмосфери при $\tau_0 << 1$. У цьому разі вираз для відбивної здатності деталі має вигляд

$$\rho(\tau_0, \mu_0, \mu, \alpha) = \frac{\chi(\alpha)\omega\mu_0\{1 - \exp[-\tau_0(1/\mu_0 + 1/\mu)]\}}{4(\mu_0 + \mu)} + \rho_s(\mu_0, \mu, \varphi)\exp[-\tau_0(1/\mu_0 + 1/\mu)], \qquad (1.218a)$$

де $\rho_s(\mu_0, \mu, \phi)$ – відбивна здатність підстилаючої поверхні, а інтенсивність пропущеного випромінювання $\sigma(\tau_0, \mu_0, \mu)$ має вигляд

$$\sigma(\tau_{o},\mu_{o} \ \mu) = \exp[-\tau_{o}/(\mu_{o} + \mu)]. \tag{1.2186}$$

Очевидно, що для оптично тонкої атмосфери зі збільшенням кута фази і з переходом від центра до краю диска відбивна здатність видимої поверхні планети і залишкова інтенсивність смуг поглинання (1.216) зменшуватимуться; це називають потемнінням краю, або ефектом центр-край (ц-к).

З виразу (1.218а) видно, що відбивна здатність атмосферного стовпа $\rho_{aтм}$ не лише визначатиметься формою індикатриси розсіяння атмосфери, а й у деталях її повторюватиме.

За великого значення оптичної товщини світловий квант, перед тим як покинути середовище, взаємодіє з двома і більше частинками. Цей процес називається багаторазовим розсіянням.

На сучасному етапі для оптично однорідних атмосфер і атмосфер, оптичні характеристики яких неперервно, або експоненціально змінюються з глибиною, розроблено аналітичні методи розв'язання цієї задачі. З появою потужних ЕОМ почали використовувати числові методи розв'язку рівняння переносу, у тому числі й вертикально неоднорідних. Відзначимо, що при цьому використовується два принципово різних підходи: числове розв'язання інтегрально-диференційного рівняння теорії переносу для наперед заданих властивостей, та метод Монте-Карло, коли оптичні властивості вибираються випадковими. На підставі результатів такого моделювання можна сформувати наступні найважливіші особливості дифузно відбитого оптично товстим шаром випромінювання.

1. Відбивна здатність у центрі диска планети, або видиме альбедо диска планети зменшується не лише зі зменшенням ω , а й зі збільшенням витягнутості індикатриси розсіяння.

2. Ефект ц-к визначається величинами ω та χ(α). Для відбивної здатності він стає менше вираженим зі зменшенням альбедо одноразового розсіяння і витягнутості індикатриси розсіяння.

3. На фазовій залежності інтенсивності відбитого випромінювання стають менше вираженими, а то й зовсім зникають деталі індикатриси розсіяння (наприклад, *веселки* та *глорії*).

4. Півширина ліній поглинання у збільшується, а величина цього збільшення залежить від форми індикатриси розсіяння, альбедо одноразового розсіяння в центрі лінії поглинання і неперервному спектрі. Спостережна півширина у може в 2-3 рази перевищувати лоренцівську.

5. Для оптично однорідного диску планети еквівалентна ширини смуг поглинання зменшуватимуться при переході від центра диска до його краю, характер такого розподілу залежить від форми індикатриси розсіяння і величини поглинання в неперервному спектрі.

6. Для дифузно пропущеного випромінювання інтенсивність молекулярного поглинання збільшується, величина збільшення залежить від форми індикатриси розсіяння та оптичної товщини.

У проміжному випадку ($0 < \tau_0 < \infty$) виникає проблема врахування частки дифузно відбитого підстилаючою поверхнею планети випромінювання, тому крім обрахування коефіцієнта відбивання $r_{\text{атм}}(\mu_0, \mu, \varphi, \tau_0)$ слід знайти ще й коефіцієнти пропускання. Поляризаційні властивості формуються сумісною

дією атмосфери і підстилаючої поверхні, що наближено можна описати виразом

$$P = (P_{\text{atm}}f + P_s(1-f)) / \rho(\tau_0, \mu_0, \mu, \phi).$$
(1.219)

Тут $f = \rho_{aтм} / \rho(\tau_0, \mu_0, \mu, \phi); \rho_{aтм}$ – світіння атмосферного стовпа, тобто перший доданок виразу (1.218а); $P_{aтм}$, P_s – поляризаційні властивості атмосфери і поверхні.

Коли атмосфера складається зі сферичних чи хаотично орієнтованих частинок практично завжди положення площини поляризації прив'язане до площини розсіяння, тому вона буде перпендикулярна чи паралельна останній для всіх точок диска.

Така ситуація спостерігається для безатмосферного Місяця, а також для Марса в періоди високої прозорості його атмосфери.

> Якщо атмосферна і поверхнева складові поляризації мають різну орієнтацію площини, то з переходом від центра диска до краю може змінитися знак поляризації.

> Для випадку несферичних орієнтованих частинок, коли положення площини поляризації прив'язане до площини орієнтації, може спостерігатися ситуація, коли 0° < ψ < 90°.

Остання ситуація зареєстрована в приекваторіальному районі диска Сатурна для довжини хвиль $\lambda < 450$ нм. Розв'язання рівняння переносу випромінювання у векторному випадку зводиться до одночасного розв'язання системи 2 рівнянь для I_r та I_l складових з урахуванням перерозподілу інтенсивності між ними та окремо для V.

На основі модельних розрахунків поля дифузно відбитого і дифузно пропущеного випромінювання оптично товстою атмосферою сформулюємо основні його відмінності від умови одноразового розсіяння.

1. Реперною площиною, яка визначає положення площини поляризації $\psi \epsilon$ padiyc-вектор планети. Тому ступінь лінійної поляризації можна визначити лише другим параметром Стокса Q тоді, коли досліджувана деталь диска знаходиться в площині розсіяння, або в

- 108 -

перпендикулярній площині. В інших випадках лінійна поляризація буде розподілена між параметрами Q та U, тому прив'язане до площини розсіяння положення площини поляризації відповідатиме умові $0^{\circ} < \psi < 90^{\circ}$, це вперше було виявлено у поляризаційних властивостей Юпітера в середині 1920-х років.

2. Дифузно відбите лімбовими точками диска планети випромінювання є лінійно поляризованим навіть при $\alpha = 0^\circ$. Наслідком цього може бути те, що для оптично неоднорідного диска планети дифузно відбите ним випромінювання буде також лінійно поляризованим при $\alpha = 0^\circ$, це також підтверджено спостереженнями Юпітера.

3. Параметри лінійно поляризованого випромінювання формуються у самому верхньому хмаровому шарі, оптична товщина якого не перевищує одиниці, тому вони несуть у собі інформацію про фізичні властивості атмосфери саме для цього шару атмосфери.

4. Для планет, атмосфери яких складаються з великих частинок, дифузно відбите приполярними районами випромінювання буде еліптично поляризованим навіть тоді, коли хмарові частинки є сферичними і суто розсіюючими, це також підтверджено спостереженнями Юпітера і Сатурна.

На відміну від лінійної, колова поляризація формується винятково в процесі багаторазового розсіяння, тому вона охоплює досить протяжні за глибиною шари атмосфери.

Відзначимо, що спектральній залежності відбивної здатності твердих тіл також притаманна наявність смуг поглинання, які подібно до газового середовища зумовлені електронними, обертовими і коливальними переходами. На відміну від газового середовища в цих смугах відсутня обертова структура.

Зараз, наскільки нам відомо, при досліджені безатмосферних небесних тіл дані про інтенсивність цих смуг використовуються лише для суто якісного трактування наявності тих чи інших мінералів в поверхневому шарі, щонайбільше для отримання висновку типу *«більше* чи *менше»* того чи іншого мінералу для відповідних небесних тіл.

В той же час *доцільно відзначити, що тут також багаторазове розсіяння зменшує глибину смуг поглинання*, досить суттєво впливає ще й розмір мікрорельєфу. Подібно до проблеми формування інтенсивності дифузно відбитого шершавими поверхнями випромінювання робляться спроби розробити механізми формування поляризаційних властивостей, на цьому коротко зупинимось нижче.
1.10. Поляризаційні властивості дифузно відбитого шершавими поверхнями випромінювання

Характерною властивістю поляризаційних властивостей світла, яке відбите шершавими поверхнями, у тому числі й безатмосферними небесними тілами, є те, що навіть на куті Брюстера ($i = \alpha/2$) максимальна ступінь поляризації P_{max} менше 100 % і, як було встановлено ще в 1811 р. спостереженнями французьким ученим Д. Араго деталей поверхні Місяця, залежить від відбивної здатності: темні деталі (моря) мали більше значення ступеня поляризації ніж світлі (материки).

У 1905-1912 рр. цей ефект детально досліджував М.О. Умов в лабораторних умовах, тому його називають ефектом Умова. За даними багаторічних спостережень деталей поверхні Місяця і різних зразків в лабораторних умовах було встановлено існування зв'язку між відбивною здатністю і ступенем поляризації типу

$$\rho\left(\mu_{0},\mu\right)P_{\max}^{n} = \operatorname{const},\qquad(1.220)$$

де *n* – параметр, який залежить від природи речовини поверхневого шару, фазового кута і завжди дещо менший за одиницю, це було приписано деполяризуючому ефекту багаторазового розсіяння.

Проведені французьким астрономом Б. Ліо в 1920-х роках дослідження залежності ступеня поляризації різних деталей поверхні Місяця і Марса від кута фази показали, що на відміну від ідеально гладкої поверхні, для якої в усьому інтервалі фазових кутів 0° < α < 180° поляризація додатна, для цих небесних тіл при α < 30° наявна гілка від'ємної поляризації (рис. 1.23), наявність якої пізніше було виявлено у всіх безатмосферних небесних тіл.

Фазовий кут, на якому відбувається зміна знаку поляризації (поворот площини поляризації на 90°) називають кутом (точкою) інверсії α_b , його значення для різних безатмосферних небесних тіл і земних зразків різні і знаходяться, як правило, в межах 15° < α < 30°.

Поки що не існує однозначного висновку стосовно залежності точки інверсії від довжини хвилі: одні вважають, що вона не залежить від довжини хвилі, інші – що вона зменшується зі зменшенням λ . Тривалий час вважалося, що в точці інверсії ступінь лінійної поляризації тотожна нулю, а переорієнтація площини поляризації на 90° відбувається стрибком.



Рис. 1.23. Залежність ступеня поляризації від кута фази для дзеркальної поверхні (1) та шершавої (деталь поверхні Місяця) (2)

На початку 1960-х років це уявлення було спростовано проведеними К. Кохан та О. Мороженком лабораторними дослідженнями різних мінералів. Виявилося, що в дійсності має місце плавний поворот площини поляризації у межах деякого інтервалу фазових кутів $\Delta \alpha$, величина якого залежить від природи поверхневого шару (рис. 1.24).



Рис. 1.24. Зміна положення площини поляризації в межах точки інверсії для граніту (зліва) і сланцю (справа) за спостереженнями В. Дегтярьова з колегами

Результати практично всіх лабораторних досліджень вказують на те що вигляд фазової залежності залежить від розміру зерен поверхневого шару (рис. 1.25), та що існує зв'язок між відбивною здатністю і нахилом додатної гілки поляризації h з точки інверсії

$$lgh = lgc - \beta\rho, \qquad (1.221a)$$

який в подальшому було запропоновано використовувати для визначення альбедо астероїдів. За даними досліджень земних зразків були визначені значення коефіцієнтів с та β, а сам вираз був записаний у вигляді:

$$lg\rho + 0.92 \, lgh = -1.73. \tag{1.2216}$$

Стосовно спектральної залежності від'ємної поляризації, то спостережні дані безатмосферних небесних тіл і земних зразків неоднозначні, тому важко говорити про виконання щодо неї ефекту Умова.



Рис. 1.25. Фазова крива ступеня поляризація одного із зразків місячного грунту, доставленого КА «Луна-24», з різним розміром (d) зерна

Важливу особливість в дифузно відбитому випромінюванні має поверхневий шар, в який вкраплені металеві домішки. Так В. Дегтярьов з колегами при лабораторних дослідженнях різних зразків земних порід, в які були вкраплені металеві кульки виявив, що дифузно відбите випромінювання на великих фазових кутах є еліптично поляризованим навіть тоді коли падаюче випромінювання було неполяризованим, це було приписано впливу багаторазового розсіяння.

Зупинимось ще на одній надзвичайно важливій властивості фазової залежності дифузно відбитого випромінювання, яка була відкрита в 1920-ті роки Б. Ліо в поляризаційних властивостях кільця В Сатурна і земних зразків: наявність вузької гілки поляризації при значенні фазового кута приблизно 0,5° (рис. 1.26). На неї вперше звернув увагу М. Міщенко на початку 1990-х років. Наближеним моделюванням він показав, що при фазових кутах менше 2° інтерференції світлових променів (згаданого раніше завляки ефекту фотонів) когерентного розсіяння чи слабкої локалізації з'являється надзвичайно вузький пік від'ємної поляризації з півшириною приблизно $0,56 \lambda/(2\pi l) = 0,56/z_2$, де l – довжина вільного пробігу фотона в середовищі. Максимальна ступінь поляризації припадає на $\alpha \approx 0,4^{\circ}$ а тому для шершавих поверхневих шарів небесних тіл і лабораторних зразків земних порід припадає на широку гілку від'ємної поляризації.

Пізніше ця гілка буда виявлена у фазовій залежності ступеня поляризації галілеєвих супутників і деяких астероїдів.



Рис. 1.26. Порівняння спостережного для магнієвого зразка (точки, Б. Ліо) і розрахованого М. Міщенком (лінія) ефектів опозиції в поляризації

Подібно до згаданої неоднозначності в спектральній залежності точки інверсії існує невизначеність і в положенні площини поляризації при $\alpha = 0,4^{\circ}$ у галілеєвих супутників. Так О. Мороженко і Р. Чигладзе за даними спостережень відповідно в 1986 і в 1987 рр. знайшли, що $\psi \approx 45^{\circ}$, а В. Розенбуш за даними спостережень в 1988 р. – що $\psi \approx 180^{\circ}$.

Після встановлення специфічної залежності ступеня поляризації світла відбитого шершавими поверхнями постало питання про механізм її появи, особливо гілки від'ємної поляризації, тому нижче коротко (не в хронологічному порядку) зупинимось на описі цих механізмів.

Модель заломленого променя. Ця модель базується на взаємодії двох променів, одним з яких є безпосередньо відбитий поверхневим шаром, а другим – промінь, який проник у поверхневий шар і після відбиття від нижньої його границі вийшов у напрямку спостерігача. Оскільки згідно розглянутих вище законів Френеля ці промені поляризовані в ортогональних площинах то це призведе не лише до зменшення ступеня додатної поляризації, але при відповідних умовах освітлення й до можливої зміни знаку поляризації.

Відповідне моделювання показало, що в цій моделі дійсно з'являється гілка від'ємної поляризації, але точки інверсії можуть припадати як на малі (менше 10°), так і великі (60-80°) значення фазового кута; це загалом не має нічого спільного зі спостережними даними. Більше того, для дії цього механізму необхідно щоб матеріал поверхневого шару був настільки прозорим, щоб заломлений промінь не поглинувся верхнім шаром.

Модель кратно відбитого променя активно розвивали Й. Еман, М. Вольф і Л. Колоколова. Так Вольф запропонував, що поверхневий шар складається з хаотично нахилених до макрорельєфу площадок. Крім одно- і дворазового відбивання враховувався ще й ефект самозатемнення площадок та суто формально була введена ще й так звана деполяризуюча функція, яка заміняла деполяризуючу роль багаторазового розсіяння. Л. Колоколова ускладнила цю модель на випадок статистично нерівної поверхні. Це означає, що величина площадок і кути їх нахилу не зумовлені якимись врегульованими процесами, а є випадковими величинами і описуються відповідною функцією їх розподілу. Тут приймався нормальний розподіл Гауса. Узгодженість модельно розрахованої і спостережної фазових залежностей демонструє рис. 1.27.

До наступної відноситься модель, яка базується на механізмі дифракції світлового променя на краю нерівностей; її активно розвивали наприклад В. Полянський, В. Рвачев, Дж. Хопфелд і Ю. Шкуратов.

Ідея полягає в тому, що внаслідок дифракції паралельний пучок стає розбіжним, а його складові утворюють конус, вісь якого співпадає з напрямком дзеркального відбивання променя, тому в поле зору попадуть промені, які

відбилися від кількох площадок з різним нахилом. Оскільки світло від цих площадок характеризується різним ступенем поляризації, то спостережне випромінювання буде деполяризованим, а ступінь деполяризації збільшуватиметься зі збільшенням кута нахилу.



Рис. 1.27. Фазова залежність ступеня поляризації модельно розрахована без врахування деполяризації (1), з врахуванням деполяризації (2) і спостережні дані для Місяця у візуальних променях (3) за розрахунками Л. Колоколової в 1987 р.

На фоні цих робіт, в основу яких покладена геометрична оптика, на особливу увагу заслуговують започатковані В. Тишковцем роботи із моделлю поверхневого шару мікронерівності якого є кластерами, тобто упаковками набагато дрібніших від мікронерівностей частинок. Поки що це єдиний механізм в рамках якого формуються як традиційні широкі гілки додатної і від'ємної поляризації, так і вузький пік поляризації при фазових кутах менше 1° (рис. 1.28).

Крім того проведені В. Тишковцем модельні розрахунки когерентного опозиційного ефекту показали, що його ширина збільшується при збільшені розмірів частинок і уявної частини показника заломлення та при зменшені дійсної частини показника заломлення. Це означає, що при зменшенні довжини хвилі ширина піку когерентного опозиційного ефекту має розширюватися. Щодо площини поляризації, то згідно цих розрахунків вона може становити як 0°, так і 90°, тобто бути як від'ємною, так і додатною.



Рис. 1.28. Залежність ступеня поляризації від кута розсіяння для кластерів з різною кількістю складових

1.11. Формування теплового режиму

У формуванні теплового режиму тіл Сонячної системи приймає участь сонячне випромінювання у видимій ділянці спектра, воно частково відбивається і частково поглинається. Доля поглинутої інтегральним диском небесного тіла сонячної енергії (переважно з довжиною хвиль менше 3 мкм) визначається за виразом

$$B_1 = \left\{ \int_0^\infty E_0(\lambda) [1 - A_s(\lambda)] d\lambda \right\} / 4R^2, \qquad (1.222)$$

де $E_0(\lambda)$ – розподіл енергії в спектрі Сонця, $A_s(\lambda)$ – спектральні значення сферичного альбедо планети, R – відстань планети від Сонця. Поглинута

$$B_1 = \sigma T_e^4 n^2, \qquad (1.223a)$$

де σ – стала Больцмана, $n = (\epsilon'\mu')^{1/2}$ – показник заломлення середовища, ϵ' – діелектрична проникність, μ' – магнітна проникність. Приклад спектральної залежності теплової енергії абсолютного чорного тіла з температурою Т показано на рис. 1.29.



Рис. 1.29. Спектральна залежність теплової енергії В (ерг/(с·см²·Гц·ср)) абсолютно чорного тіла з температурою

В той же час поверхневий шар практично ніколи не можна розглядати як абсолютно чорне тіло, тому поверхневі шари небесних тіл можна вважати сірими, випромінювання яких відрізняється від чорнотільного на множник б', який називається випромінювальною здатністю речовини, або мірою сірості. Тоді

$$\mathbf{B}_{1} = \mathbf{\sigma}' \, \mathbf{T}_{e}^{4} \, \mathbf{n}^{2}. \tag{1.2236}$$

Оскільки теплові приймачі не чутливі до стану поляризації то випромінювальна здатність оцінюють згідно виразу

$$\delta' = 1 - R_o, \tag{1.224}$$

а при нормальному падінні променя інтенсивність відбитого дзеркальною поверхнею випромінювання визначається формулами Френеля і становить

$$\mathbf{R}_{o} = [(\mathbf{n}-1)^{2}/(\mathbf{n}+1)^{2}]. \tag{1.225a}$$

В радіодіапазоні, коли радіотелескопи є поляризаційно чутливими приймачами, при $\mu=1$

$$\mathbf{R}_{o} = [(\varepsilon')^{1/2} - 1]^{2} / [(\varepsilon')^{1/2} + 1]^{2} .$$
(1.2256)

Якщо середовище характеризується коефіцієнтом електропровідності (провідності) σ', то у цьому виразі величину є' необхідно замінити на

$$(1/\mu')[\epsilon'+i\sigma'/2\pi\nu],$$
 (1.226)

де v – частота електромагнітної хвилі. Трансформована теплова енергія випромінюється у відкритий космос в далекій ІЧ ділянці спектра (так званій тепловій) та в радіодіапазоні. В результаті для кожного небесного тіла встановлюється відповідний режим, який характеризується так званою рівноважною температурою Т_р, яка завжди менша ефективної.

У моделі абсолютно чорного тіла за умови термодинамічної рівноваги питома інтенсивність $B_v(T)$ описується законом Планка

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{n_{\nu}^2}{\exp(h\nu/kT) - 1}.$$
 (1.227)

Інколи користуються наближеннями Biнa (при hv >> kT)

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3 n_{\nu}^2}{c^2} \exp(-h\nu/kT)$$
(1.228)

і *Релея-Джинса* (*hv* << *kT*), яке справедливе для теплових режимів усіх тіл Сонячної системи

$$B_{\nu}(T) = \frac{2\nu^2 n_{\nu}^2 kT}{c^2},$$
(1.229)

де c – швидкість світла, h і k – сталі Планка і Больцмана, n_v – показник заломлення на частоті v. Частота v_m , на якій інтенсивність досягає максимального значення, визначається законом зміщення Віна

$$v_m \cong 3kT/h \cong 6 \cdot 10^{10} T [\Gamma \mu],$$
 (1.230)

або

$$\lambda_m \cong 0.51 T^{-1} \,[\text{CM}]. \tag{1.231}$$

Якщо питома інтенсивність обчислюється як функція довжини хвилі, а не частоти, то

$$\lambda_m \cong 0,29T^{-1} \,[\text{cm}].$$
 (1.232)

У безатмосферного тіла вся сонячна енергія досягає поверхні, тому ефективна температура визначається лише відбивною здатністю останньої і висотою Сонця над горизонтом. Ефективна температура більша для темніших ділянок диска та зменшується зі збільшенням зенітної відстані Сонця. Тому вдень поверхня швидко нагрівається, а вночі – охолоджується. Швидкість нагрівання та охолодження визначається властивостями ґрунту, конкретніше його теплопровідністю і теплоємністю. Так, для плоскої та однорідної твердої поверхні рівняння теплопровідності має вигляд

$$(\partial T/\partial t) = (k'/\gamma c')(\partial^2 T/\partial^2 z), \qquad (1.233)$$

де t – час, z – лінійна координата, k' – коефіцієнт теплопровідності в кал/(см·с), c' – питома теплоємність в кал/г, γ – густина ґрунту в г/см³. Потік тепла F, який зумовлений теплопровідністю ґрунту, знаходять за виразом

$$\mathbf{F} = \mathbf{k}'(\partial \mathbf{T}/\partial \mathbf{z}) \tag{1.234}$$

При аналізі спостережних даних використовується так званий коефіцієнт теплової інерції К, який пов'язаний з тепловими параметрами поверхневого шару виразом

$$K = (k'\gamma c')^{-1/2}.$$
 (1.235)

В сучасній літературі під терміном «коефіцієнт теплової інерції» використовується не (1.234), а

$$K' = 1/K = (k'\gamma c')^{1/2}.$$
(1.236)

Відзначимо, що подібно до зір, у яких світло краю диска стає лінійно поляризованим навіть тоді, коли у центрі диска воно неполяризоване, теплове випромінювання краю також стає лінійно поляризованим.

За появи атмосфери проблема формування теплового режиму ускладнюється. В усіх випадках, згідно другому доданку виразу (1.222), атмосфера ослаблює падаюче випромінювання, що призводить до зниження ефективної температури. Цей ефект стане суттєвішим, якщо газова атмосфера забрудниться значною кількістю аерозолю з суттєвими поглинальними властивостями. Так, наприклад, в період глобальної пилової бурі на Марсі в 1971 р. температура зменшилась приблизно на 65 К.

В той же час, якщо складовою атмосфери є газ, тепловому спектру якого притаманні потужні смуги поглинання (вуглекислий газ, вода, метан, аміак, озон тощо), то така атмосфера частково поглинає випромінювану поверхневим шаром теплову енергію, в результаті чого, крім нагрівання атмосфери, відбувається накопичення теплової енергії системи «поверхневий шар – атмосфера», тобто з'являється тепличний ефект. У цьому випадку рівноважна температура завжди більша ефективної. Так, для Землі це перевищення оцінюється в 33 К, для Венери приблизно в 400 К. Поява тепличного ефекту призводить до зменшення перепаду температури «деньніч», «підсонячна точка – край диску», а також до зміни динаміки атмосфери.

Зараз дослідження оптичних і теплових властивостей тіл Сонячної системи ведеться за допомогою як наземних засобів, так і винесених за атмосферу, у тому числі й на орбіту цих тіл. При цьому, особливо при наземних спостереженнях, світловий промінь зазнає деформації на шляху до приймача, що необхідно досліджувати і враховувати. Тому наступний розділ присвятимо саме цим проблемам.

Розділ 2. Методи дослідження оптичних властивостей тіл Сонячної системи

ля визначення перерахованих вище характеристик дифузно випромінювання відбитого використовуються різні прилади, основними з яких є: панорамні камери (фотометри, поляриметри), фільтрові фотометри (поляриметри), низькоі високодисперсні спектрометри (спектрополяриметри) і різні теплових властивостей. Нижче прилади для визначення зупинимось на деяких приладах, які розраховані на видиму і інфрачервону ділянки близьку та почнемо з приймачів випромінювання.

2.1. Приймачі випромінювання

Оскільки такі приймачі випромінювання як фотоплатівки і фотоплівки, електронно-оптичні перетворювачі (ЕОПи) та телевізійні (ТВ) трубки, які були фундаментом астрофізичних спостережень у минулому столітті, зараз використовуються дуже рідко, то тут зупинимось на принципі роботи та особливостях лише фотоелектричних приймачів (ФЕП) і приладах із зарядовим зв'язком (ПЗЗ).

У ФЕП визначальним є фотокатод, у якому під дією світла збуджуються вільні електрони з подальшим їх виходом (фотоелектронною емісією) і підсиленням динодами. Важливою характеристикою фотокатода є його порогова чутливість, яка визначає мінімальний рівень освітлення, який може бути зареєстрований з відповідною похибкою. Вона визначається темновим струмом, основною складовою якого є флуктуація струму анода, що характеризуються так званим дробовим ефектом, середньоквадратична величина якого визначається виразом

$$\langle i^2 \rangle = 2eI_o\Delta f.$$
 (2.1)

Його значення залежить не лише від природи фотокатода і технології його виготовлення але й від температури. Тут Δf – смуга пропускання частот реєструвальної апаратури, е – заряд електрона. Якщо всі т динодів мають однакове підсилення п, то після підсилення вихідний струм змінюватиметься по закону

$$I = I_0 n^m . (2.2)$$

Відзначимо, що система підсилення погіршує відношення сигнал/шум фотокатода, тому у ФЕП воно буде на величину

$$A = (1-n^{m+1})/n^{m}(1-n)$$
(2.3)

меншим. Крім дробового шуму важливим ще є тепловий шум анодного навантаження з опором $R_{\rm a}$

$$\langle i_{T}^{2} \rangle = 4kT\Delta f/R_{a}, \qquad (2.4)$$

де k – стала Больцмана. Темновий струм може зумовлюватися ще й наступними чинниками.

Автоелектронною емісією, яку спричиняє електричне поле на поверхні деяких деталей ФЕП, особливо на загостреннях; її рівень можна знизити зменшенням різниці потенціалів між динодами. Іонним зворотним зв'язком, який зумовлений іонізацією газів у балоні ФЕП, особливо навколо останніх динодів, де потік електронів значно інтенсивніший. Бомбардування поверхонь цими іонами призводить до емісії електронів, потужність бомбардування в процесі роботи знижується завдяки поглинанню іонів і підвищенню вакууму. Через те необхідно перед початком спостережень попередньо деякий час тримати ФЕП під наругою і слабкому освітлені фотокатода. Флуоресценцією і радіоактивністю, яка виникає при бомбардуванні деталей балона електронами.

Магнітним полем, яке може відхиляти електрони. Метод боротьби – розміщення ФЕП у кожусі зі спеціальних сплавів. Стомленість ФЕП особливо відчутна в перші 30-60 хв. його роботи. Крім того, практично для всіх типів ФЕП характерним є ефект запам'ятовування передісторії (гістерезис); амплітуда ефекта навіть у кращих типів може досягати 0,05%. Це виявляється у тому, що чутливість і темновий шум дещо різняться залежно від того, сигнал більшої чи меншої інтенсивності перед цим реєструвався. Ефект космічних променів зумовлюються проявом фальшивих імпульсів у каналі реєстрації. Поряд зі згаданими характеристиками слід зазначити ще й порогову роздільну здатність у часі (шпаруватість), яка визначає мінімальний проміжок часу Δt , за який два прямуючих один за одним фотони реєструються окремо, лінійність світлових характеристик (динамічний діапазон), яку приймають за найбільшим значенням анодного фотоструму за яким відхилення від прямої пропорційності не перебільшує задану величину.

ПЗЗ – це набір приймальних і накопичувальних чарунок, які скомпоновані таким чином, що заряд до вихідного підсилювача може передаватися через чарунки (по черзі від чарунки до чарунки). Їх поділяють на

системи поверхневими зарядами (звичні метал-оксид-напівпровідник конденсатори, в яких заряд зберігається на поверхні напівпровідника р-типу) та з внутрішніми каналами, коли заряд накопичується і переміщується в тілі напівпровідника далеко від поверхні розділу Si-SiO₂. Для ефективної передачі заряду відстань між електродами має бути дуже малою. Це досягається за допомогою полікремнієвих ізольованих один від одного тонким шаром SiO₂ замків, що перекриваються.

Трійку таких замків називають **приймальним елементом (пікселем)**, який характеризується близькою до 100% ефективністю перенесення і максимальною частотою перенесення; вона обмежена рухливістю зарядових пакетів при передачі між окремими чарунками. Мінімальний темп задається швидкістю генерації термоелектронів, який за кімнатної температури близький до 100 кГц і практично необмежений вже при T = -100°C. До недоліків ПЗЗ камер відноситься відносно малий динамічний діапазон і шпаруватість, а також неоднорідність чутливості окремих пікселів по полю матриці. Зараз саме ці типи приймачів використовуються у сучасній фільтровій і спектральній апаратурі; на принципах її роботи зупинимося нижче.

2.2. Фотополяриметри і спектрополяриметри

На рис. 2.1 приведено найпростішу блок-схему фотометра-поляриметра, обов'язковими елементами якої є такі.

Елок пошуку небесних тіл і гідування являє собою систему з одногодвох окулярів. Залежно від призначення фотометра окуляр-гід 1 або вмонтовано стаціонарно, або він рухомий. У першому випадку гід одночасно використовують для пошуку небесного об'єкта і його гідування. У другому – гід можна епізодично вводити на оптичну вісь і виводити з неї, це дає змогу використовувати його лише для пошуку зорі або (при спостереженні слабких небесних тіл) вести гідування по яскравій зорі. Другий окуляр-гід 3 завжди є рухомим, його застосовують для епізодичного контролю положення зорі в діафрагмі.

Блок просторової селекції призначено для виокремлення деталі на зображенні протяжного небесного тіла. Переважно це лінійка з набором діафрагм різного розміру. Звернену до телескопа поверхню лінійки або чорнять (для зменшення частки розсіяного світла), або виготовляють дзеркальною. Чорніння застосовують для фотометрів призначених лише для спостереження точкових об'єктів а гідування проводять за допомогою окулярагіда *3*.



Рис. 2.1. Блок-схема фотометра-поляриметра: *1* – передній окуляр-гід, 2 – лінійка діафрагм, *3* – задній окуляр-гід, *4* – блок поляроїдного модулятора, *5* – блок світлофільтрів, *6* – фотоприймач, *7* – лінза Фабрі

Дзеркальну діафрагму використовують у фотометрах для спостереження об'єктів, небесних завляки ній з'являється можливість протяжних виокремлення деталі диска. Отвори у лінійці конусоподібні і повернені до телескопа звуженим боком, це практично унеможливлює появу ефектів взаємодії світла з тілом діафрагми. Блок поляроїдного модулятора 4 виділяє складові інтенсивності, в яких сконцентрована інформація про параметри Стокса Q, U, V та який у режимі фотометра виводиться з оптичної осі. Блок спектральної селекиї 5 – це набір змінних світлофільтрів. В блок фотоприймача входять лінза Фабрі 7 і фотоприймач. В залежності від типу приймача лінза Фабрі фокусує на приймач або апертуру головного дзеркала телескопа (ФЕП), або зображення небесного об'єкта.

Невід'ємною складовою сучасного фотометра-поляриметра є електронно-логічний блок, який призначений для підсилення сигналу і керування режимом роботи приладу. На зорі електрофотометрії всі фотометри працювали в аналоговому режимі, коли сигнал знімали з анодного навантаження ФЕП і реєстрували, наприклад, на стрічках самописця. Основним його недоліком спочатку була лише трудність подолання проблеми дрейфу нуля, пізніше до неї добавилась проблема переведення постійного сигналу в дискретний, який вже можна було реєструвати за допомогою обчислювальної техніки. Крім того, висока напруга живлення ФЕП (2 кВ і більше) спричиняє появу паразитного струму на його зовнішньому боці, який у кінцевому результаті попадає на анод і створює на опорі навантаження додатковий сигнал.

3 середини 1960-х років почали впроваджувати метод підрахунку імпульсів, коли підсилюють і підраховують окремі зібрані анодом зарядові імпульси, які знаходяться в пропорції 1:1 з фотоелектронами; цей метод забезпечує значно краще відношення сигнал/шум. Зараз цей метод є основним, тому зупинимося на ньому детальніше. Сигнал знімається з анода, він є сумою корисного і шумового сигналів різної величини. Для поліпшення роботи ФЕП у режимі підрахунку імпульсів використовують схему амплітудного дискримінатора, функція якого полягає в тому, щоб пропускати імпульси, амплітуда яких більша за певне порогове значення. Його якість характеризується гістерезисом і так званим «мертвим» часом. Гістерезис зумовлений тим, що біля порога дискримінації існує зона невизначеності, яка становить близько 1% значення порога, мертвий час – це мінімальний проміжок часу між двома імпульсами, які на виході можуть бути зареєстровані як окремі.

Поріг дискримінації встановлюють так: по черзі, за різних його рівнів, записують кількість імпульсів від стандартного джерела світла і кількість темнових імпульсів, потім будують графік залежності збільшення цих сигналів від зміни порога (рис. 2.2а). Оптимальне значення порога дискримінації відповідає максимальному приросту інтегрального сигналу, а кращим вважається той ФЕП, у якого вужча зона максимального приросту сигналу. Крім підбору рівня дискримінації важливо вибрати ще й оптимальне значення високої напруги, яке подається на анод. Процедура підбору полягає в реєстрації інтегрального сигналу при різному значенні високої напруги; оптимальною вважається така, незначна зміна якої практично не впливає на величину вихідного сигналу (рис. 2.2б); цей інтервал напруги прийнято називати *плато рахункової характеристики* і кращим вважається той ФЕП, для якого сигнал практично не міняється в більших межах зміни високої напруги.

До недоліку методу підрахунку імпульсів слід віднести обмеження на вимірювання з боку сильних світлових потоків. Воно полягає в тому, що через

скінченну порогову роздільну здатність ФЕП у часі, яка погіршується радіодеталями дискримінатора і підсилювачів, можуть окремо реєструватися лише імпульси, частота прямування яких не перевищує деякого критичного значення $N_{\rm kp}/c$.

Внаслідок цього при $(N/c) > (N_{\rm kp}/c)$ спостерігається пропускання окремих імпульсів, або ж пакет імпульсів реєструється як один імпульс і графічна залежність кількості зареєстрованих імпульсів на виході від відносної зміни кількості вхідних імпульсів може мати вигляд на рис. 2.2в. Тому важливим елементом метрології фотоелектричних приладів є їх дослідження на лінійність. Це виконується або безпосередньо спостереженням зірок у широкому діапазоні зміни їх блиску, або в лабораторних умовах.



Рис. 2.2. Залежність кількості шумових і загальних імпульсів від зміни порога дискримінації (а), кількості сигнальних імпульсів від зміни високої напруги на аноді (б) та графік лінійності фотометра (в)

На наш погляд, точнішим є осатанній. Тут доцільно користуватися парою поляроїдів один з яких розміщено на поворотній платформі великого діаметра, що забезпечує високу точність відліку кута її повороту ф. Якщо поляризуючі властивості кожного з поляроїдів близькі до 100% то інтенсивність пропущеного їх системою випромінювання визначатиметься формулою

$$I(\phi)/I_0 = |\cos^2 \phi| \tag{2.5}$$

і змінюватиметься практично від 1 до 0. На практиці існують модифікації наведеної вище оптичної схеми, які дозволяють одночасно реєструвати сигнал у двох і більше світлофільтрах (для цього використовують розділення світлового променя за допомогою наприклад дзеркальної призми, чи дихроїчних світлофільтрів), або від двох небесних об'єктів за допомогою двох діафрагм,

одна з яких може переміщатись в просторі і реєстрація сигналу ведеться двома ФЕП. Оскільки при цьому виникає проблема метрології двох реєструючих каналів, то інколи використовується модифікація, коли одна з діафрагм змінює своє розташування в полі зору з заданою частотою і на задану відстань, а сигнал реєструється одним ФЕП.

У спектральній апаратурі весь спектр може відразу реєструватися на панорамний приймач, або для цього використовують скануючі спектрометри, в яких приймачами слугує ФЕП, а спектр сканується або плавним поворотом дифракційної гратки (аналоговий режим), або покроково (підрахунок імпульсів).

Суттєвим недоліком скануючих спектрометрів є те, що отримувані результати спостереження рознесені в часі $I(\lambda_i)$ і вони по різному спотворюються різнними ефектами в земній атмосфері (мова йтиме нижче) і гідуванням. Для прикладу розглянемо принцип роботи спостережного комплексу ГАО НАН України, який об'єднав у собі фотополяриметр і спектрополяриметр (рис. 2.3). Цей комплекс експлуатувався на спостережних базах поблизу м. Таріха (Болівія) і та горі Майданак (Узбекистан). Його особливістю є те, що в ньому введенням на оптичну вісь *частково прозорого дзеркала* 5 близько 90% світла спрямовується в спектрометр (6-11), а \approx 10% проходить у фільтровий фотометр (12, 13).

Для встановлення експозиції передбачалось два варіанти: фіксоване значення Δt і змінне, коли спостереження закінчувалось після набору в каналі фотометра заданого числа імпульсів, яке відповідає наперед заданій статистичній помилці (пропорційній n^{-1,2}). У приладі крім фотометричних (спектрофотометричних) і поляризаційних (спектрополяриметричних) існувало ще два режими, які визначались положенням дзеркала 5.

Якщо воно виведене з оптичної осі, то комплекс працює в режимі звичного одноканального фотометра (чи фотополяриметра), якщо воно введене, працює основному режимі спектрометра комплекс в (чи то канал фотометра, в попалало спектрополяриметра), а який $\approx 10\%$ недиспергованого світла, був контролюючим. У другому випадку експозиція також могла фіксуватись і тоді канал контролю відслідковував варіації світлового потоку і визначався часом накопичення контрольним каналом наперед заданої кількості імпульсів n. При цьому кожна точка спектра спостерігається протягом різного інтервалу часу Δt_i

$$\Delta t_i = n / [f_i \int_{\lambda_i}^{\lambda_2} E(\lambda) p^{M'_i}(\lambda, t_i) S(\lambda) d\lambda], \qquad (2.6)$$

який також ресструвався.



Рис. 2.3. Оптична схема спектрофотополяриметра. 1, 3 – передній і задній окуляр-гід; 2 – дзеркальна діафрагма; 4 – поляроїдний модулятор; 5 – частково прозоре відкидне дзеркало; 6 – дифракційна гратка; 7, 8 – асиметричні гіперболічні дзеркала монохроматора; 9 – нерухоме дзеркало; 10 – фільтри порядку; 11, 13 – блоки приймачів випромінювання; 12 – набір світлофільтрів; 14 – джерело стандартних ліній

Тут f_i — параметр, який характеризує спотворювальний вплив короткоперіодичних змін у земній атмосфері та якість гідування за небесним об'єктом. Кількість зареєстрованих імпульсів у робочому каналі становить

$$n_{i}(\lambda) = \frac{E(\lambda_{i})p^{M_{i}'}(\lambda_{i},t_{i})S(\lambda_{i})nf_{i}}{f_{i}\int_{\lambda_{i}}^{\lambda_{2}}E(\lambda)p^{M_{i}'}(\lambda,t_{i})S(\lambda)d\lambda} = \frac{E(\lambda_{i})p^{M_{i}'}(\lambda_{i},t_{i})S(\lambda_{i})n}{\int_{\lambda_{i}}^{\lambda_{2}}E(\lambda)p^{M_{i}'}(\lambda,t_{i})S(\lambda)d\lambda},$$
(2.7)

де $S(\lambda_i)$, $S(\lambda)$ – спектральні чутливості робочого і контрольного каналів.

Окремим класом спектральних приладів є Фур'є спектрометри, у них роль монохроматорів відіграють інтерферометричні пристрої типу інтерферометра Майкельсона; вони мають безсумнівні переваги в далекій інфрачервоній і тепловій ділянці спектра, деякими з них являються такі.

1. Оскільки одночасно реєструється весь спектр інтерферограм, то це дає виграш у часі (так званий виграш Фелжета), його величина залежить від довжини хвилі і досягає 3-10 разів.

2. На відміну від традиційних спектрометрів, спектральна роздільна здатність яких залежить ще й від ширини вхідної щілини і яка інколи може бути меншою за турбулентне зображення небесного тіла, у Фур'є спектрометрів відпадає потреба у такій щілині, тому тут відсутня втрата випромінювання досліджуваного джерела. Це приводить до так званого **виграшу Жакіно.**

3. Оскільки калібрування довжини хвилі здійснюють лише за одною реперною частотою (здебільшого лазерною), то це приводить до **виграшу Конна**, згідно з ним частоту в усьому діапазоні довжини хвиль визначають з точністю, яка набагато перевищує спектральну роздільну здатність.

4. Для Фур'є спектрометрів значно легше досягнути високої спектральної роздільної здатності, значення якої за частотою є сталою по всьому спектру.

Тривалий час використання Фур'є спектрометрів стримувалося тим, що їх традиційні модифікації, коли в інтерферометрі застосовували плоскі дзеркала, дуже чутливі до вібрацій і потребують періодичних юстирувань, тому ці дзеркала монтували лише у фокусі куде. У 1960-х роках було висунуто ідею, що для підвищення вібраційної стійкості інтерферометра плоскі дзеркала слід замінити оптичною системою котяче око, а пізніше – подвійне котяче ока (ПКО), яка має всього три оптичні елементи: два однакових увігнутих дзеркала і світлороздільник між ними, рух якого створює різницю ходу інтерферуючих променів.

Це дало змогу збільшити відносний отвір інтерферометра до 1:1, істотно знизити вимоги до похибок юстирування, зменшити габарити і підвищити вібростійкість приладу.

Для дослідження контура спектральних ліній в тепловій ділянці спектра з роздільною здатністю ($\nu/\Delta\nu \approx 10^6$) співробітник Годардського космічного центру НАСА Т. Костюк вже багато років використовує гетеродинну спектроскопію; в її основу покладено ідею реєстрації сигналу, який створюється спеціальним IЧ змішувачем випромінювань досліджуваного об'єкта з частотою v_s та опорного лазера з частотою $\nu_L \approx 10^{12}$ Гц і який формує вихідну частоту $\nu = \nu_L \cdot \nu_s$.

Про ефективність цієї системи може свідчити хоча б те, що за її допомогою на 3-м телескопі було прописано контур дуплету лінії K = 5, j = 11 (частота 851,505 см⁻¹) обертону v₉ смуги поглинання етану в спектрі Титана, зоряна величина якого $V = +8,36^{m}$).

Серцевиною поляриметра є поляроїдний модулятор, нижче розглянемо основні їх типи.

2.3. Поляроїдні модулятори

Усі приймачі оптичного випромінювання реагують лише на зміну інтенсивності світлового потоку, а не на стан його поляризації, тому виникає проблема перетворення вектора Стокса джерела випромінювання на скалярну величину, потужність якої змінюється за відповідним законом. Для цього використовують поляроїдні модулятори, найпростішими них є поляризаційні елементи (призми, плівки чи поляроїди та ґратки). Призми виготовляють із анізотропних кристалів, оптичні властивості яких залежать від напрямку поширення світлової хвилі і стану її поляризації. Завдяки подвійному заломленню променя світловий промінь розщеплюється на звичайний (індекс «о») і незвичайний (індекс «е»). Перший з них лежить у площині падіння світла і заломлюється за законом Снеліуса, другий відхиляється від площини падіння і швидкість його поширення залежить від напрямку.

Кристали, швидкість поширення незвичайного променя (v_e) в яких більша за швидкість поширення звичайного променя (v_o), називають негативними, кристали, у яких зазначена швидкість менша – позитивними.

Анізотропні кристали мають одну чи дві осі симетрії (оптичні осі) поширення світла, в напрямку яких відсутнє розщеплення променя, це має місце при $v_e = v_o$.

За принципом роботи *призми поділяють на однопроменеві і двопроменеві*. Однопроменеві призми пропускають випромінювання з коливаннями в якійсь одній площині, а випромінювання з коливаннями в ортогональній площині поглинають. До них належать призми групи Ніколя і Глана, вони різняться тим, що в перших оптична вісь знаходиться під деяким кутом до площини торця призми, а в других – лежить у площині. Двопроменеві призми (наприклад призма Волластона) пропускають обидва ортогонально поляризовані промені, але під різним кутом. Якість призм характеризується: а) полем зору, яке визначається як подвоєне максимальне значення кута падіння до осі призми, в межах якого пропущений призмою промінь ще буде повністю поляризованим; б) відношенням довжини призми до її апертури. Для роботи в непаралельних променях перевагу мають ті призми, які за однакових габаритів мають більше поле зору. Цій вимозі краще відповідають призми Глана, але й для них поле зору не перевищує 10°.

Поляроїдні плівки (поляроїди) також виготовляють з матеріалів, під час проходження через які промінь розщеплюється на дві ортогонально поляризовані складові, одна з яких завжди поглинається. Такими матеріалами є

монокристали різних речовин та йодополівінілові, полівініленові, йодополівініленові плівки. Поряд з явними перевагами поляроїдів (простота виготовлення, велика апертура (майже 180°), необмеженість розміру, висока ахроматичність тощо) вони мають істотні недоліки:

1) неоднорідність поляризаційних властивостей по полю, ступінь якої збільшується з розміром поляроїда;

 оскільки поляроїдні плівки розташовують між двома прозорими пластинками, то в них може виникнути ефект подвійного заломлення променів, що у свою чергу призведе до перетворення лінійно поляризованого випромінювання в еліптично поляризоване;

3) неоднорідність коефіцієнта пропускання по полю;

4) поступове обезбарвлення і втрата поляризаційних властивостей, що зумовлено тривалим освітленням і нагріванням;

5) зміщення променя спричинене клиноподібністю захисних пластинок і клейового шару, яке навіть у найкращих зразках може сягати 5"; 6) обмеженість спектрального діапазону довжини хвиль видимим і близьким інфрачервоним інтервалами.

Крім цих найчастіше вживаних типів є ще поляризатори, принцип роботи яких грунтується на френелівському відбиванні і пропусканні світла (відбивні і пропускні поляризатори); поляризатори-гратки — це системи металічних і діелектричних смужок з кроком a і шириною (d-a), нанесених на відповідну підкладку. Вони пропускають складову світла електричний вектор якого перпендикулярний до напрямку смужок і відбивають ортогональну складову.

Для аналізу еліптично поляризованого випромінювання модулятори ускладнюються тому що тут необхідно використовувати ще й фазозсувний елемент, який створює різницю фаз Δ ортогонально поляризованих складових

$$\Delta = 2\pi (n_e - n_o) \frac{d}{\lambda} \left[1 - \frac{i^2}{2n_o} \left(\frac{\cos^2 i'}{n_o} - \frac{\sin^2 i'}{n_e} \right) \right],$$
(2.8)

де і – кут, який утворює падаючий промінь з нормаллю до площини пластини, і' – кут, який утворює площина падіння світла з оптичною віссю кристала, d – товщина пластини. Найпростішим є четвертьхвильовий ($\lambda/4$) фазозсувний елемент, який створює різницю фаз 90° і перетворює лінійно поляризований промінь у поляризований по колу; його вирізають з двозаломлюючого кристалу, грані якого паралельні оптичній осі товщиною

$$d = \lambda (1 + 4k)/4(n_o - n_e), \tag{2.9}$$

де k = 1, 2, 3, ... – довільне ціле число. Для розширення спектрального діапазону виготовляють багатокомпонентні фазозсувні пластини; найпростішою є двокомпонентна, кожна зі складових якої виготовлена з різного матеріалу. Вибір матеріалів індивідуальних пластин та їх товщини грунтується на виконанні таких умов:

$$\Delta = 2\pi [b_1(\lambda_1)d_1 \pm b_2(\lambda_1)d_2]/\lambda_1; \qquad (2.10a)$$

$$\Delta = 2\pi [b_1(\lambda_2)d_1 \pm b_2(\lambda_2)d_2]/\lambda_2, \qquad (2.106)$$

де $b_1 = n_e - n_o - для$ одного матеріалу, $b_2 = n_e - n_o - для$ іншого.

Ідеальним є вибір кристалів один з яких позитивний, інший – негативний і які мають слабку зміну фазового зсуву зі зміною кута падіння світла. Цим вимогам найкраще відповідають пластини безколірного сапфіру і фториду магнію. На жаль показник заломлення цих матеріалів сильно розрізняється, що призводить до поляризації падаючого випромінювання на межі з'єднання пластин, тому частіше для їх виготовлення використовують не сапфір, а кристалічний кварц.

Для ще більшого розширення спектрального діапазону С. Панчаратнам запропонував трьохкомпонентну фазозсувну пластину, коли кожен з компонентів є двохкомпонентний. У цих комбінаціях крайні пластини мають однакові значення Δ_1 , а їхні оптичні осі паралельні. Фазовий зсув середньої пластини Δ_2 має інше значення, а її оптична вісь складає кут η з оптичною віссю крайніх. У цьому випадку еквівалентний фазовий зсув і положення еквівалентної оптичної осі щодо першої пластини визначається системою таких рівнянь:

$$\cos(\Delta/2) = \cos \Delta_1 \cos(\Delta_2/2) - \sin \Delta_1 \sin(\Delta_2/2) \cos 2\eta, \qquad (2.11a)$$

$$\cos(2\psi) = \sin \Delta_1 \cos(\Delta_2/2) - \cos \Delta_1 \cos 2\eta \sin 2\eta. \qquad (2.116)$$

Пізніше В. Кучеров розвинув теорію багатокомпонентних ахроматичних пластин (АФП) (до 10 індивідуальних пластин), кожна з яких може бути виготовлена лише з кварцу, а також з розтягнутих плівок пропілену, поліетиленметафталату тощо. Характерною особливістю АФП є високочастотні і малоамплітудні коливання $\Delta(\lambda)$ і $\psi(\lambda)$, що слід мати на увазі при спостереженнях з такими елементами. На рис. 2.4 і 2.5 наведено схему монтування 10-елементної АФП і спектральне значення фазового зсуву з $\Delta = 90, 127$ і 180°.





Рис. 2.5. Спектральна залежність фазового зсуву Δ і положення оптичної осі ψ для 90, 127 і 180 градусних суперахроматичних фазозсувних пластин, виготовлених з кристалів кварцу і фториду магнію

Особливий клас становлять магнітооптичні та електрооптичні модулятори дія яких ґрунтується на таких ефектах. Існують матеріали (рідини й кристали) які мають власний дипольний і магнітний моменти і в них під дією електричного чи магнітного поля виникає орієнтація молекул, яка зумовлює появу ефекту анізотропії речовини. Оскільки повній орієнтації протидіє тепловий рух молекул то їх поляризаційні властивості залежать від температури. Поява подвійного заломлення променя в рідині під дією електричного поля має назву **ефекту Керра**. Під час проходження світла через цю рідину виникає різниця ходу між ортогональними складовими пропорційна квадрату напруги електричного поля.

Характерною властивістю такого поляризатора є те, що на його виході промінь стає частково еліптично поляризованим. З рідин найширше використовують нітробензол. У кристалах, залежно від їхньої природи, під дією електричного поля окрім ефекту Керра може виникати ще й **ефект Покельса**, в результаті дії якого різниця ходу пропорційна не квадрату напруги, а напрузі електричного поля. Серед кристалів широко використовують тетрагональні кристали дигідрофосфату калію (КDP) і дигідрофосфату амонію (FDP). Крім того, як фазозсувні елементи, використовують різноманітні ромби, зсув у яких створюється внаслідок повного внутрішнього відбивання променя (наприклад ромб Френеля).

Як вже говорилось, поляроїдні модулятори інтенсивність світлового променя трансформують у модуляційні вирази, найпростішим з яких є вираз, який описує зміну інтенсивності, коли обертається лише поляризатор з кутовою швидкістю w

$$I(t) = 0.5[I_o + Q_o \cos 2(\phi_o + wt) + U_o \sin 2(\phi_o + wt)] =$$

= 0.5[I_o + P \cos 2(\psi + \phi_o + wt)], (2.12)

в цьому випадку кожному фізичному оберту поляризатора відповідає два оптичних. В залежності від типу приймача випромінювання поляриметри з такими поляризаторами можуть працювати в двох режимах.

1. При дискретному поворотом на 60° чи 45° параметри $I_{o}, \, Q_{o}$ і U_{o} визначають із системи трьох

$$\begin{split} I_{1} &= 0.5[I_{o} + Q_{o}cos2\phi_{o} + U_{o}sin2\phi_{o}] \\ I_{2} &= 0.5[I_{o} + Q_{o}cos2(\phi_{o} + 60^{\circ}) + U_{o}sin2(\phi_{o} + 60^{\circ})] \\ I_{3} &= 0.5[I_{o} + Q_{o}cos2(\phi_{o} + 120^{\circ}) + U_{o}sin2(\phi_{o} + 120^{\circ})], \end{split}$$
(2.13)

або чотирьох рівнянь

$$\begin{split} I_1 &= 0.5[I_o + Q_o \cos 2\phi_o) + U_o \sin 2\phi_o] \\ I_2 &= 0.5[I_o + Q_o \cos 2(\phi_o + 45^\circ) + U_o \sin 2(\phi_o + 45^\circ)] \\ I_3 &= 0.5[I_o + Q_o \cos 2(\phi_o + 90^\circ) + U_o \sin 2(\phi_o + 90^\circ)] \\ I_4 &= 0.5[I_o + Q_o \cos 2(\phi_o + 135^\circ) + U_o \sin 2(\phi_o + 135^\circ)]. \end{split}$$

Це використовується як правило при роботі з панорамним приймачем випромінювання.

2. При безперервному обертанні імпульси підраховуються на зсунутих по фазі на π/2 ділянках модуляційного виразу, це дає таку систему рівнянь:

$$\begin{split} I_1 &= I_o(\pi - 2U) \text{ для } 0 \leq 2\text{wt} \leq \pi \\ I_2 &= I_o(\pi + 2U) \text{ для } \pi \leq 2\text{wt} \leq 2\pi \\ I_3 &= I_o(\pi - 2Q) \text{ для } (\pi/2) \leq 2\text{wt} \leq (3\pi/2) \\ I_4 &= I_o(\pi + 2Q) \text{ для } 3\pi \leq 2\text{wt} \leq 5\pi. \end{split}$$

Їх комбінація

$$\begin{split} I_1 + I_2 + I_3 + I_4 &= 4\pi I_o \\ I_2 - I_1 &= 4I_o U \\ I_4 - I_3 &= 4I_o Q \end{split} \tag{2.156}$$

дає змогу визначити параметри Стокса. Якщо в модуляторі поляризатор нерухомий, а обертається АФП, то вираз (2.12) запишеться у вигляді

$$\begin{split} I(t) &= 0.5[I_o + GQ_o cos2\phi_o + HQ_o cos2(\phi_o + 2wt) + \\ &+ HU_o sin2(\phi_o + 2wt) - V_o sin\Delta sin2(\phi_o + wt)], \end{split} \tag{2.16a}$$

де G = 0,5(1 + cos Δ), H = 0,5(1 - cos Δ), ϕ_o – положення осі АФП відносно поляризатора. При використанні АФП з Δ = 180° вираз (2.16а) зводиться до

$$I(t) = 0.5[I_o + Q_o \cos 2(\phi_o + 2wt) + U_o \sin 2(\phi_o + 2wt).$$
(2.166)

При інших значеннях Δ необхідно домагатися того, щоб на початку роботи значення φ_0 було рівним 0°, тоді при $\Delta = 90^\circ$ вираз (2.16а) зведеться до вигляду

$$I(t) = 0.5[I_o + 0.5(1 + Q_o \cos 4wt) + 0.5U_o \sin 4wt) - V_o \sin 2(\phi_o + wt)].(2.16B)$$

- 135 -

Цей вираз дозволяє визначати вже всі чотири параметри Стокса, хоча похибка визначення параметрів Q_0 та U_0 буде у два рази більшою ніж для параметра V_0 . Для визначення цих параметрів з однаковою точністю використовують АФП з $\Delta = 126,52^\circ$; для неї вираз (2.16 а) зводиться до

 $I(wt) = 0.5[I_o + Q_o \{0.2 + 0.8 \cos 4wt\} + 0.8U_o \sin 4wt - V_o \sin 2wt)] (2.17)$

Оскільки в модуляційних виразах (2.16) і (2.17) одному механічному обороту АФП для параметрів Q і U відповідає не 2, а 4 оптичних, то за крокового її повороту інтервали Δ wt мають становити не 45°, а 22,5°. Крім того, знайдені за спостереженнями в режимі безперервного обертання АФП величини цих параметрів мають бути помноженими на такі коефіцієнти: 1,6 при $\Delta = 126,52^{\circ}$ і 2 при $\Delta = 180^{\circ}$. Оскільки в дійсності реальні значення Δ можуть відрізнятися від вказаних (що практично зажди має місце в його спектральній залежності), то це призведе до помилковості отримуваних значень і це необхідно враховувати при обробці спостережних даних. Наприклад при $\Delta = 180^{\circ}$ похибка визначення параметрів Q і U може бути обрахована згідно виразу

$$\Delta Q(U) = 0.5(1 - |\cos\Delta|)Q_o(U_o). \tag{2.18}$$

Очевидно, що використання поляроїдів і призм типу Глана зумовлює втрату не менше 50% світлового потоку; цього не буде у випадку призми Волластона, коли одночасно можна реєструвати обидва промені. На шляху до приймача світловий промінь проходить земну атмосферу і систему «телескоп + реєструвальна апаратура», внаслідок чого зазнає відповідних змін. Вплив системи «телескоп + реєструвальна апаратура» повільно змінюється в часі і ним можна нехтувати за спостережень на короткому інтервалі часу. Вплив земної атмосфери є надзвичайно динамічним, тому спостереженням, як правило, передує дослідження цих ефектів, які в подальшому слід враховувати при обробці спостережного матеріалу.

2.4. Вплив земної атмосфери

При проходженні світлового променя через земну атмосферу змінюється не лише його інтенсивність, а й форма хвильового фронту; це призводить до появи таких спостережних ефектів як мерехтіння і тремтіння зірок та розмиття кутових розмірів небесних тіл. Ослаблення інтенсивності світлового пучка земною атмосферою (прозорість атмосфери) характеризується спектральним коефіцієнтом прозорості $p(\lambda)$

$$p(\lambda) = \exp[-\tau_0(\lambda)]. \tag{2.19}$$

Позаатмосферна інтенсивність $I_0(\lambda)$ небесного тіла ослаблюється згідно закону Бугера

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) [p(\lambda)]^{M'}, \qquad (2.20)$$

де *M'* – **повітряна маса**. Оскільки лише на обмеженій зенітній відстані z земну атмосферу можна розглядати як плоско паралельний шар то величина M' визначається за різними виразами при різному z:

$$\mathbf{M}' = \sec z \quad для \ z \le 60^\circ, \tag{2.21a}$$

$$\mathbf{M}' = \sec z [1 - 0.0012(\sec^2 - 1)]$$
для $z \le 70^{\circ}.$ (2.226)

При $z \ge 70^{\circ}$ для врахування сферичності атмосфери використовують так звані **функції Бемпорада,** які розраховують за даними щодо густини атмосфери, тиску тощо. Для стандартних умов використовують такий вираз

$$M' = \sec z - 0,0018167(\sec z - 1) - 0,002875 (\sec z - 1)^{2} - 0,0008083 (\sec z - 1)^{3}, \qquad (2.21B)$$

він дає похибку 0,1% при M' = 6,8 і понад 1% при M' = 10. Зенітна відстань обчислюється як

$$\sec z = (\sin \delta \sin \psi + \cos \delta \cos \psi \cos t)^{-1}.$$
 (2.22)

Тут $t = T_3 - \alpha$ – часовий кут, δ – схилення і α – пряме сходження небесного тіла, ψ – географічна широта обсерваторії, T_3 – зоряний час. Якщо оптичні властивості атмосфери не залежать від азимуту і стабільні в часі, то $p(\lambda)$ можна визначити із системи двох рівнянь типу (2.20). Оскільки кожне окреме вимірювання обтяжене похибкою, то на практиці проводиться багато вимірювань I(λ , M'_s) і p(λ) визначають за графічною залежністю ln $I_i(\lambda)$ від M'_i . Це так званий метод Бугера, який широко використовувався на зорі астрофізичних досліджень коли основним приймачем випромінювання була фотоемульсія, яка забезпечувала статистичну похибку одного вимірювання в межах $\approx 10\%$.

Упровадження електрофотометрії на порядки зменшило статистичну похибку і показало некоректність використання цього методу та спонукало його вдосконалення. Основним його недоліком є те, що він вимагає тривалого часу спостережень (щоб різниця $\Delta M'$ досягла хоча б 0,5-1,0), за який могли змінитися не лише оптичні властивості атмосфери, але й чутливість приймачів випромінювання. Тому таке примітивне використання методу Бугера було замінено на метод, в якому замість системи рівнянь (2.20) використовують систему, в якій кожне з рівнянь представляє собою відношення інтенсивності двох зірок суттєво рознесених по M'

$$I_1(M'_1/I_2(M'_2) = (I^o_1/I^o_2)p^{\Delta M};$$
(2.23)

цей методт отримав назву «низької і високої зорі». Зорі бажано підбирати так, щоб вони знаходилися майже в одному азимуті та щоб різниця їхніх азимутів протягом спостережень практично не змінювалася. Простіше за все це реалізується для пари зірок приблизно з однаковим прямим сходженням і з великою відмінністю схилення. Перевага цього методу ще й у тому, що за результатами спостережень на протязі однієї чи кількох ночей, поряд з оцінкою коефіцієнта прозорості, оцінються ще й позаатмосферне відношення інтенсивності цих зірок (I^{o}_{1}/I^{o}_{2}), тому в подальшому це дозволяє оперативно визначати значення р(λ). Завдяки саме таким оперативним оцінкам на деяких обсерваторіях було виявлено систематичну зміну р(λ) з азимутом і його короткоперіодичні зміни.

Так А. Відьмаченко за спостереженнями на високогірній базі ГАО НАН України на горі Майданак (Узбекистан) впевнено виявив зміни прозорості з періодом 20-40 хв. і амплітудою до 2% та з періодом близько 200 хв. і амплітудою 4-5%. Наявність змін прозорості, які мають полігармонічний характер, було зафіксовано й на інших обсерваторіях, їх періоди гармонік становили від 2-3 хв. до 2-3 год. при амплітуді від 0,1 до 3,0%. Не виключено, що можливою причиною цих варіацій можуть бути так звані гравітаційні хвилі, які виникають на межі розподілу двох відмінних за температурою і густиною повітряних мас.

Вище апріорно приймалась модель монохроматичного променя, тоді як реальні світлові потоки описуються відповідним розподілом енергії у спектрі. Тому при фільтровій фотометрії спостереження ведуться в ділянках спектра $\Delta\lambda$, що виділяються світлофільтрами, які характеризуються ефективною довжиною λ_{ef} , шириною пропускання, коефіцієнтом пропускання на довжині λ_{ef} і пропусканням

за межами кривої пропускання світлофільтра $S_1(\lambda)$ (фоном світлофільтра). Ширину пропускання світлофільтра визначають або в абсолютних одиницях ($\Delta\lambda$ нм) на рівні половинного значення коефіцієнта пропускання, або відносною величиною $\Delta\lambda/\lambda_{ef}$. Ефективну довжину хвилі λ_{ef} обраховують за виразом

$$\lambda_{\rm ef} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_1(\lambda) S_2(\lambda) E(\lambda) [p(\lambda)]^{M'_{\lambda}} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_1(\lambda) S_2(\lambda) d\lambda}, \qquad (2.24)$$

де $S_1(\lambda)$ – крива пропускання світла світлофільтром, $S_2(\lambda)$ – спектральна чутливість тракту «телескоп + приймальна апаратура». λ_{ef} визначається не лише світлофільтром, але й спектральною залежністю $S_2(\lambda)$, $E(\lambda)$ та $p(\lambda)$, що особливо вагомо при використанні широкосмугових фільтрів (наприклад Міжнародної системи Джонсона UBVRI), коли слід підбирати зорі одного й того ж спектрального класу; тут $E(\lambda)$ – розподіл енергії в спектрі зорі. Звідси випливає, що при використанні вузькосмугових (інтерференційних) світлофільтрів з $\Delta\lambda/\lambda \cong 2\%$ ці складові стають менш вагомими, але суттєвим стає їх фон.

Оскільки сучасні фотоелектричні приймачі чутливі у широкому діапазоні довжини хвиль (практично від 300 нм до 1100 нм), то бажано підбирати такі світлофільтри, для яких $(T_{\phi}/T(\lambda_{\rm ef})) << 0.1\%$, T_{ϕ} і $T(\lambda_{\rm ef})$ – коефіцієнти пропускання фона і центра світлофільтра.

Доцільно згадати ефект Рінга, який полягає в тому, що глибина фраунгоферових ліній дифузно пропущеного земною атмосферою сонячного випромінювання менша, ніж у прямого сонячного випромінювання. Це додаткове випромінювання є неполяризованим, а його інтенсивність залежить від висоти Сонця над горизонтом. Механізм виникнення додаткового випромінювання приписують сумісній дії трьох факторів: релеївського, комбінаційного і бріллюенівского розсіяння, яке виникає при взаємодії світлового кванта з флуктуаціями густини атмосфери (акустичними хвилями).

Під час розгляду ослаблення світла в земній атмосфері апріорно допускалось, що атмосфера є набором статичних плоских шарів і їх оптичні властивості змінюються лише з висотою. В реальних умовах цього ніколи не виконується завдяки, в основному, оптичній і структурній неоднорідності поверхневого шару і зміні умов освітлення в різних її точках. Це зумовлює рух атмосферної маси і появу оптичних неоднорідностей, розмір яких знаходиться у межах від значення близького до довжини світлової хвилі до сотень і тисяч кілометрів.

В ідеалі атмосферу можна уявити набором нескінченного числа теплих і холодних потоків з різним показником заломлення і протилежним напрямком руху, внаслідок чого горизонтальний рух атмосферної маси з ламінарного перетворюється на турбулентний. Під час проходження таких неоднорідностей промені заломлюються за законом Снеліуса (1.24) під різним кутом. Тому паралельні промені стають непаралельними, а плоска світлова хвиля перетворюється на неплоску. Внаслідок руху неоднорідного шару з хаотичним параметрів (умовно – розмірів і показника заломлення) набором неоднорідностей у фокальній площині телескопа реєструються згущення і розрідження, які зумовлюють постійну зміну інтенсивності й напрямку променя. Явище почергової зміни інтенсивності створює ефект мерехтіння зірок, а хаотичної зміни напрямку поширення променя – розмиття і турбулентним, тремтіння зображення називають або яке якістю зображення.

При спостереженнях небесних об'єктів з помітним кутовим розміром явище мерехтіння відсутнє, це зумовлено ефектом усереднення інтенсивності безлічі окремих точкових об'єктів на протяжному зображенні. Завдяки спектральній залежності показник заломлення промені з різними λ мають різні напрямки поширення, внаслідок цього в один і той самий момент на одній довжині буде максимум інтенсивності, а на іншій мінімум. Тому мерехтіння зірок виглядає як швидкозмінна кольорова гама. Ефект мерехтіння формується у високих шарах атмосфери та охоплює частотний інтервал від кількох одиниць до сотень герц (рис. 2.6).

Амплітуда зміни інтенсивності, яка на початку частотного спектра може досягати 10%, різко зменшується зі збільшенням частоти і зменшується зі збільшенням z. Оскільки діаметр дзеркал телескопів практично завжди менший відстані між атмосферними неоднорідностями (характерний розмір складає дециметри), то при фотографуванні зірок з довгофокусним телескопом (100 м і більше) з експозицією $\approx 0,01$ с реєструються кілька чітко розділених у просторі «заморожених» зображень, які називають *спекли.* Їхня кількість, відстань між ними і розподіл у просторі є функцією часу, тому при великій експозиції спостерігається сумарний ефект від усіх зображень.

Внаслідок цього, зображення має вигляд розмитої плями. Її фотоелектричне сканування з вузькою і високою щілиною дає контур (рис. 2.7), який задовільно апроксимується експонентою

$$F(x) = \exp[-x^2/2(\bar{r})^2].$$
 (2.25a)



Рис. 2.6. Зміна відносної амплітуди мерехтіння зірок з частотою

Тут x – відстань точки в кутових секундах від центра контуру; $2\bar{r}$ – ширина контуру на половинній інтенсивності, яка характеризує якість зображення на певному спостережному пункті. Як видно з рис. 2.7 він задовільно описує лише центральну частину контуру, яка накладена на менш інтенсивну, але більшу за розміром підстилку. Це спонукало до апроксимації спостережного контура суперпозицією двох гаусіан (2.256)

$$F(x) = A \exp[-x^2 / 2(\bar{r}_1)^2] + B \exp[-x^2 / 2(\bar{r}_2)^2], \qquad (2.256)$$

для яких $B \ll A$ а $\bar{r}_2 \cong 2\bar{r}_1$. Це можна трактувати наступним чином: перший доданок характеризує високочастотну складову тремтіння, атмосферного внаслідок зображення чого спостерігається сильно розмитим, але практично нерухомим, другий – низькочастотну, яка зумовлює періодичні «набухання» зображень. Виявилось, що якість зображення В різних астропунктах сильно різниться (табл. 2.1). Крім того значення г збільшується зі збільшенням зенітної відстані як $(\sec z)^{1/2}$, сильно змінюється від ночі до ночі та протягом ночі і практично не залежить від довжини хвилі.

Таолиця 2.1. Аарактеристика середньої якості зоораження аст	ропункт	a
	2	

Астропункт	2 <i>r</i> ′′
Кримська астрофізична обсерваторія	2,2
Гора Санглок (Таджикистан)	0,6
Гора Майданак (Узбекистан)	0,7
Спеціальна астрофізична обсерваторія (Зеленчук)	1,2
Абастуманська астрофізична обсерваторія (Грузія)	0,6





Рис. 2.7. Фотоелектричні скани зображення Марса (діафрагма 0,3'') і зірки (щілина 0,2''×100''). Точки – спостереження, штрихова лінія – апроксимація гаусіаною (2.25а)

Подібно до мерехтіння зірок спектр тремтіння також досить широкий, але переважно обмежений частотами 30-50 Гц. Тут низькочастотна складова характеризується більшим значенням \bar{r} , але інколи може домінувати або високочастотна складова, або низькочастотна. Під час спостереження це проявляється у наступному: 1) зображення планети здається практично нерухомим, але із заниженою контрастністю деталей; 2) фотометричний контраст високий, але планета в цілому виглядає досить рухливою, інколи ніби «набухає». Такий спотворювальний вплив земної атмосфери доповнюється ще й турбулентним перемішуванням у трубі телескопа та його башті. Адже закрита труба телескопа та увесь підкупольний простір характеризуються власним тепловим режимом, який може істотно відрізнятися від режиму навколишнього середовища. Це робить середовище сильно турбулентним і погіршує якість зображення; внаслідок цього реальний розподіл інтенсивності по диску турбулентного зображення зорі може відрізнятися від розподілу спотвореного атмосферою зображення, а тому більшим буде значення \bar{r} . Ілюстрацією цього може слугувати рис. 2.7, на якому видно, що вираз (2.25а) задовільно апроксимує лише центральну частину контуру профілю зображення зорі, тоді як для його крил спостережні інтенсивності більші за апроксимаційні. Не виключено, що менш інтенсивний і ширший контур, який слугує підставкою для зумовленого турбулентним розмиттям зображення земною атмосферою контуру, якраз і є наслідком турбулентного розмиття

системи «підкупольне приміщення + оптична система телескопа». Відповідний внесок тут дає ще й розсіяння світла в трубі телескопа і на забрудненому дзеркалі телескопа, що підтвердили спеціальні дослідження.

Наприклад середня якість зображення встановленого на г. Майданак телескопа Цейс-1000 спочатку становила 1,4" проти 0,7", яка характерна для даного місця (рис. 2.8). Після встановлення системи вентиляторів, за допомогою яких з труби відсмоктувалося тепле повітря, якість зображення вдалося довести практично до атмосферного.



Рис. 2.8. Відносний розподіл кількості ночей N з відповідною якістю зображення на горі Майданак (Узбекистан)

Турбулентне розмиття зображення негативно позначається на ефективності роботи телескопа та якості отримуваного спостережного матеріалу. Умовно проблему можна розділити на спостереження точкових небесних об'єктів (зорі, астероїди) і тіл зі значним кутовим розміром (планети, комети тощо). Як відомо здатність телескопа зареєструвати гранично слабке за блиском небесне тіло (проникна здатність телескопа) визначається в основному кількістю світлової енергії, яку він концентрує на одиничну площадку у фокальній площині (наприклад на одну квадратну кутову секунду). Для спостереження точкових небесних об'єктів ця здатність повністю визначається площею головного дзеркала телескопа і тому є пропорційною квадрату діаметра дзеркала D. В ідеальному випадку, коли відсутнє турбулентне розмиття зображення земною атмосферою, площадка *s* у кутових секундах, яку займає зображення зорі визначається лише якістю оптики телескопа.

$$s = 6.3 \cdot 10^{10} \,\pi (\lambda/D)^2. \tag{2.26}$$

Тоді для телескопа з D = 100 см на довжині хвилі 500 нм $s = 0,049(кут. сек)^2$. Це так званий дифракційний розмір, який визначають за критерієм Релея і називають *дифракційною роздільною здатністю телескопа*. Таку здатність слід вважати граничною, тому що практично її ніколи не досягають при виготовленні дзеркал телескопів. Оскільки реальна роздільна здатність визначається не стільки діаметром дзеркала, скільки якістю зображення, а проникна здатність телескопа пропорційна відношенню $(D/\bar{r})^2$,

то встановлений в астропункті з поганою якістю зображення великий телескоп може мати гіршу проникну здатність, ніж менший за розмірами, але встановлений на місці з високою якістю зображення. Крім того турбулентне розмиття зображення знижує ще й просторову роздільну здатність.

Піл спектроскопічних спостережень, особливо час 3 високою спектральною роздільною здатністю, слід використовувати щілину настільки малого розміру щоб дійсно реалізувати закладені в спектрограф можливості; спостереження в місці з поганим астрокліматом призводить також до того, що значна частина світлової енергії залишається поза щілиною, внаслідок цього також знижується ефективність телескопа. Як видно з рис. 2.7, у крилах контуру видимого зображення зорі сконцентрована досить значна кількість променевої енергії, але його поверхнева інтенсивність (з одиниці площі) набагато менша ніж у ядрі. Це зумовлює появу ефекту псевдозменшення видимого діаметра зображення зорі зі збільшенням її зоряної величини. Унаслідок цього під час фотометричних спостережень з діафрагмою фіксованого розміру зі зміною величини *ї* змінюється кількість енергії, яка відсікається діафрагмою і не попадає на приймач випромінювання. Тому зміна в часі якості зображення зумовлює появу ефекту квазізмінності блиску зорі, або зміну коефіцієнта прозорості земної атмосфери, це в кінцевому результаті позначається на точності вимірювання блиску. До аналогічного ефекту призводить і неідеальне гідування, внаслідок чого зоря дещо «гуляє» в межах діафрагми, спричиняючи затінення лінійкою діафрагми різних частин зображення зорі. Ці ефекти дуже добре спостерігаються на прикладі яскравих зір, коли їхній ореол виходять далеко за межі навіть досить великих за розміром діафрагм.

Під час спостереження об'єктів з достатньо великим кутовим розміром внаслідок турбулентного розмиття зображення з одного боку збільшується їхній видимий діаметр, з іншого – змінюється розподіл яскравості по диску планети, що особливо істотно для лімбової зони. Якщо позначити фактичний розподіл по диску планети функцією f(r), то спостережний розподіл F(r) визначатиметься інтегралом (згорткою)

- 144 -

$$F(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(r-x) \exp\left(-x^2/2(\bar{r})^2\right) dx,$$
 (2.27)

де величину \bar{r} зручніше використовувати не в кутових секундах а в нормованих на радіус планети одиницях.

Модельні розрахунки зміни розподілу яскравості по диску планети за різної якості зображення показали, що крайові зони зазнають найбільшого спотворення при відсутності потемніння краю, тоді як зі значним його потемнінням більше спотворюється інформація для центра диска, тому для планет з малим кутовим розміром може спотворюватися відбивна здатність навіть центральної частини диска. Оскільки ефект потемніння краю диска планет зменшується зі зменшенням довжини хвилі, то ефект спотворення яскравості турбулентним тремтінням буде більшим розподілу v короткохвильовій ділянці спектра і це зумовлює фіктивну зміну видимого розміру планет з довжиною хвилі.

Частково це пояснює так званий **ефект Райта**, який на початку 1920-х років виявив, що зображення Марса в УФ променях більше ніж у видимих. Турбулентне розмиття призводить також до зменшення фотометричного контрасту. Тому з 1970-х років активно розвивають методи мінімізації зумовлених турбулентним розмиттям ефектів: вибір місця з найкращим астрокліматом, винесення телескопів за турбулентно активний шар атмосфери, вибір оптимального теплового режиму в трубі та башті телескопа, створення системи виправлення фронту світлової хвилі безпосередньо у фокальній площині. Це досягається створенням спеціалізованих апаратурних комплексів (адаптивна оптика), які в реальному масштабі часу не лише відслідковують ступінь викривлення світлової хвилі на дзеркалі телескопа, але й відновлюють початкову форму хвилі.

Складність останнього полягає в тому, що активні оптичні елементи, зміною форми чи нахилу яких виправляється фронт хвилі, мають бути практично безінерційними для відслідковування спотворення в широких межах частоти. Існуючі адаптивні системи дають непоганий результат при спостереженнях лише точкових об'єктів, тому в разі спостереження небесних тіл з великим кутовим розміром ефективнішими є цифрові та оптикокогерентні методи обробки отриманих зображень для поліпшення якості останніх.

Як не парадоксально, але поряд зі згаданими негативними наслідками впливу якості зображення існує й позитивний тому що вивчення спеклструктури зображення небесних тіл дає змогу визначати радіус останніх. Так під час фотографування точкового об'єкта з малою експозицією реєструється
- 145 -

по кілька випадково розташованих зображень, площа найменших з них визначається дифракційною роздільною здатністю телескопа. *Просторовий розподіл цих зображень прийнято називати спеклструктурою*. Якщо видимий діаметр зорі має конечний розмір, то також спостерігатиметься спеклструктура, але розмір окремих її зображень буде більшим. Це зумовлено тим, що кожне з них є результуючою дією спеклструктури точкового об'єкта із зображенням зорі.

На серії спеклструктур отриманих з деякими інтервалами в часі, розподіл окремих спеклів за розміром не змінюється, але спостерігається різне їх розташування, що якраз і віддзеркалює зміну турбулентності земної атмосфери в часі. Обробка спеклструктур за цифровим і когерентно-оптичним методами дала змогу визначити діаметр сотень зірок і відкрити супутники деяких небесних тіл.

Атмосферна дисперсія зумовлена спектральною залежністю такого загально відомого явища як атмосферна рефракція. Вона проявляється в тому, що спостережна зенітна відстань небесного тіла (за винятком z = 0) завжди менша розрахованої, а величина Δz збільшується зі збільшенням показника заломлення. Виявилось, що атмосферна рефракція створює проблеми у візуальній астрометрії і в астрофізиці. Це зумовлено спектральною залежністю показника заломлення земної атмосфери, який збільшується зі зменшенням довжини хвилі, внаслідок цього Δz збільшується зі зменшенням λ . Різниця $\Delta' z(\lambda) = \Delta z(\lambda) - \Delta z(\lambda_0) (\lambda_0 - довжина хвилі гідування) відображає ефект атмосферної дисперсії; вона додатна для <math>\lambda < \lambda_0$ і від'ємна для $\lambda > \lambda_0$, внаслідок цього при спостереженнях з діафрагмою малого кутового розміру (чи з неорієнтованою відповідним чином щілиною) на великих z небесне тіло може наближатися до краю, чи навіть частково виходити за його межі в довжині хвиль λ , які не співпадають з довжиною хвилі гідування.

Загалом дослідження тіл Сонячної системи умовно можна розділити на три типи. До першого відносяться роботи з визначення фотометричного контрасту та його зміна зі зміною умов освітлення (по диску) і кутом фази, а також закономірності зміни відбивної здатності по диску, тут деструктивним є лише якість зображення і її зміна в часі. До другого відносяться дослідження зміни блиску тіла з кутом фази і часом, коли достатньо обмежитися даними інтегральної інтенсивності про відношення наприклад планети до інтенсивності зорі, для цього достатньо враховувати лише ослаблення земною атмосферою. До третього відноситься найважчий тип досліджень коли необхідно визначати відбивну здатність окремої деталі чи альбедо всього диска; це вимагає врахування прозорості земної атмосфери і виконання процедури стандартизації спостережного матеріалу.

Зупинимося на цьому детальніше.

2.5. Методи стандартизації спектрофотометричних даних

Вимірювана інтенсивність $I(\lambda)$ світлового потоку планети (супутника, астероїда тощо) дається виразом

$$I(\lambda) = A(\alpha, \lambda) E_0(\lambda) \frac{(R_n, R_0)^2}{(R'_n r')^2} P^M(\lambda, t) \Delta t S(\lambda, t), \qquad (2.28)$$

де $E_0(\lambda)$ – спектральна освітленість Сонцем одиничної площадки на верхній межі земної атмосфери на відстані $R_{n,0}$, за одиницю якої прийнято одну астрономічну одиницю (1 а. о.), R'_n – відстань планети від Сонця; r' – відстань планети від Землі; R_0 – радіус диска планети або площадки диска планети, яка виокремлюється діафрагмою; $S(\lambda,t)$ – спектральна чутливість апаратури, Δt – експозиція. Оскільки завжди $R_0/r' \ll 1$ то (2.28) набуває вигляду

$$I(\lambda) = A(\alpha, \lambda) E_0(\lambda) \frac{(\sin \alpha'')^2}{(R'_n)^2} P^M(\lambda, t) \Delta t S(\lambda, t), \qquad (2.29)$$

де α'' – радіус диска планети або його деталі в кутових секундах. Звідси видиме альбедо $A(\alpha, \lambda)$ визначається виразом

$$A(\alpha,\lambda) = \frac{I(\lambda)(R'_{\rm n})^2}{E_0(\lambda)P^M(\lambda,t)\Delta t S(\lambda,t)(\sin\alpha'')^2}$$
(2.30)

Незважаючи на уявну простоту задача точного визначення $A(\alpha, \lambda)$ все ще є проблематичною. Основні труднощі пов'язані зі значним перепадом потужності світлових потоків Сонця і будь-якого тіла Сонячної системи та з різними умовами спостереження уночі і вдень. Для їх подолання використовувались різні методи, частина з яких зараз являє лише історичний інтерес (наприклад порівняння яскравості небесного тіла з яскравістю екрана, або лабораторного стандарту).

Порівняння з блиском зірок є найпоширенішим. На перших порах його застосовували для оцінки блиску планети у зоряних величинах. Так якщо відома зоряна величина зорі m_3 (λ), то зоряну величину планети визначають за виразом

$$m_{\rm m}(\lambda) = \ln[I_{\rm m}(\lambda) / I_{\rm s}(\lambda)] + \Delta M \ln P(\lambda), \qquad (2.31)$$

де ΔM – різниця повітряної маси для планети і зорі. Відбивну здатність (наприклад видиме альбедо) визначають за виразом

$$A(\alpha,\lambda) = \frac{(R'_{\Pi})^{2}}{(\sin\alpha'')^{2}} 2,512^{m_{C}(\lambda)-m_{\Pi}(\lambda)}.$$
(2.32)

Тут і далі індекс «с» позначає характеристики, які належать до Сонця. Як правило, цю формулу використовують для фільтрових спостережень. При спектрофотометричних спостереженнях використовується вираз

$$A(\alpha,\lambda) = \frac{I_{\pi}(\lambda)}{I_{3}(\lambda)} \frac{(R_{\pi}^{'})^{2} E_{3}(\lambda)}{(\sin \alpha'')^{2} E_{C}(\lambda)} P^{\Delta M}(\lambda,t)$$
(2.33)

за умови, що відомі дані стосовно абсолютного розподілу енергії в спектрі не лише для Сонця, а й для зірок, які прийнято називати зорі-стандарти. Вони за своїми точностними характеристиками розділені на три класи і до першого зараховані зорі, які називають первинні стандарти. Розподіл енергії в їх спектрі отримано безпосереднім порівнянням з розподілом енергії в спектрі відповідних лабораторних стандартизованих джерел світла. До найкраще досліджених належить Bera (α Lyr), для неї внутрішня похибка становить кілька відсотків (близько 1-2% для видимого діапазону довжини хвиль, дещо більша ультрафіолетових променів), хоча в результатах окремих авторів для спостерігається неузгодження інколи до 10%. В останні роки дедалі ширше стандартизацію здійснюють спостереженням зір, розподіл енергії в спектрі яких практично ідентичний сонячному (зорі – аналоги Сонця, наприклад 16Суд А, 16 Суд В, Hyades VB64, YD 105590, HR 7330 тощо). Оскільки отримуваний спостережний матеріал завжди обтяжений похибками, то нижче розглянемо їх джерела і методи мінімізації.

2.6. Джерела похибок і методи їх врахування

Вище були розглянуті основні спотворюючі ефекти, які виникають при проходженні світлового променя через земну атмосферу і методи врахування деяких з них. Тепер зупинимося на деяких специфічних ефектах, особливо на тих, які пов'язані з поляризаційними спостереженнями. Це зумовлено тим, що останні накладають значно вищі вимоги до точності ніж вимірювання лише інтенсивності, та з тим, що більшість джерел похибок при поляризаційних спостереженнях проявляються і при фотометричних.

Один з таких ефектів проявляється при спостереженнях з малою діафрагмою і вузькою щілиною, коли флуктуації якості зображення (особливо згадані вище низькочастотні «набухання») настільки збільшують зображення точкового об'єкта, що частина його світла не проходить через діафрагму; це при фільтрових спостереженнях збільшує загальну похибку, а при скануванні спектру зумовлює спотворення неперервного спектра. Якщо цього ефекту неможливо позбутися, то його можна мінімізувати наприклад за згаданими вище спостереженнями з двоканальним спектрометром коли експозиція задається каналом контролю (після накопичення заданого числа імпульсів) і тоді розкид в неперервному спектрі зменшувався в рази.

Говорячи про спектрофотометричні спостереження доцільно відзначити, що спектр тіл Сонячної системи (особливо планет) є симбіозом суто планетних смуг (ліній) поглинання, фраунгоферового спектра Сонця і смуг поглинання, які формуються при проходженні світлового променя через земну атмосферу (телуричний спектр). Тому для отримання достовірних даних про спектр планети (глибина та еквівалентна ширина смуги чи лінії) необхідно виключати сонячний і телуричний спектри, тому що ці спостережні дані спотворені не лише деталями в межах смуг поглинання, але й некоректністю проведення рівня неперервного спектра.

У деяких роботах спостережну еквівалентну шириниу наближено виправлялись за фраунгоферовий спектр згідно виразу

$$W = W_{\rm H} - \sum W_{i,\phi},$$
 (2.34)

який не враховує впливу телуричного спектру. Тут $W_{_{\rm H}}$ і $\sum W_{_{i,\phi}}$ – спостережна і сумарна для всіх фраунгоферових ліній еквівалентна ширина, значення яких бралися із атласів сонячного спектра. Але для отримання коректної величини W першочергово необхідно спостережний розподіл інтенсивності в спектрі планети розділити на розподіл в спектрі інтегрального диска Сонця, який отримано з тією ж спектральною роздільною здатністю, що й спектр планети. Якщо для цього використовувати розподіл енергії в центрі диска Сонця, то поряд із заниженням значення відбивної здатності в спектрі планети з'являться псевдоемісійні деталі на довжині хвиль, які відповідають положенню приписані фраунгоферових ліній та які можуть бути помилково комбінаційному розсіянню чи люмінесцентному світінню. Це зумовлено тим,

що потемніння краю в неперервному спектрі більше, ніж у фраунгоферових лініях. Тобто відношення енергії в центрі диска Сонця і від всього диска для фраунгоферових ліній менше, ніж у неперервному спектрі. При цьому ставиться висока вимога до того, щоб довжини хвиль в обох спектрах збігалися з високою точністю; це особливо важливо при спектрофотометрії в режимі підрахунку імпульсів з покроковою зміною λ та коли проблематичним є точне визначення положення центру ліній. Ситуація покращиться тоді, коли крок сканування значно (в 5-10 разів) менший спектральної роздільної здатності.

Говорячи про спектрофотометрію з приладами, в яких диспергуючими елементами є дифракційні ґратки, необхідно відзначити ще й наступні ефекти. Як відомо, дифракційна ґратка є селективним поляризатором, тому відбите нею світло буде лінійно поляризованим. Це зумовить деформацію досліджуваного спектру, у тому числі й появу широких депресій; цей ефект не завжди зможе врахувати стандартизація, тому що, як правило, світло зірстандартів неполяризоване, а тіл Сонячної системи – частково поляризоване. Появу широких псевдодепресій може зумовити й використання надзвичайно вузької щілини, коли вагомим є доля дифрагованого її краями світла.

При високодисперсній спектроскопії контури ліній поглинання суттєво деформуються так званою апаратною функцією спектральних приладів, коли навіть монохроматичний промінь на виході буде «розмазаний» в деякому інтервалі довжини хвиль $\Delta\lambda$ та утворить близький до гаусіани (2.25а) профіль, який називають інструментальним. Донедавна його досліджували спостереженням надзвичайно вузьких телуричних ліній, зараз, як правило, це здійснюється за допомогою лазерного випромінювання. Хоча під дією апаратної функції зменшується глибина лінії і розширюється її контур, але тривалий час проводили виправлення її спостережної півширини γ_c лише згідно наближеного виразу

$$\gamma = (\gamma_{\rm c}^2 - \gamma_{\rm i}^2)^{\frac{1}{2}}, \tag{2.35}$$

де γ і γ_i – реальна та інструментальна півширина. Коректніше це робити подібно до врахування ефектів турбулентного розмиття планетних дисків методом розв'язання оберненої задачі згідно подібного до (2.25а) виразу.

Суттєвим джерелом помилок є фон неба, який зумовлений сумарною дією багатьох ефектів, пов'язаних з розсіянням світлового променя в земній атмосфері і телескопі, а також в міжзоряному середовищі (у тому числі й впливом світіння невидимого при спостереженні інших небесних тіл). Значення його параметрів Стокса досить динамічні в часі і просторі, а тому при високоточних дослідженнях необхідно їх враховувати. Для зручності цю проблему розглянемо на прикладі реєстрації світлового потоку за допомогою ФЕП у режимі підрахунку імпульсів. Але спочатку конкретизуємо саме поняття помилка.

Помилки доцільно поділяти на абсолютні та відносні. За пуасонівським законом розподілу кількості N імпульсів, що практично завжди справджується при реєстрації фотонів за допомогою ФЕП, абсолютну статистичну похибку реєстрації кількості імпульсів ΔN в каналах для кожної зі складових вектора Стокса I, Q, U і V визначають як

$$\Delta N = (N)^{1/2},$$
 (2.36)

а відносну як

$$\sigma = \Delta N/N = (N)^{-1/2}.$$
(2.37)

Тут N – кількість імпульсів накопичених у каналі сумарної інтенсивності. Через це основною вимогою до реєструвальної апаратури є вимога, щоб реальна похибка визначення параметрів Стокса збігалася зі статистичною, або не значно відрізнялася від неї. Це означатиме, що в процесі редукції спостережного матеріалу практично повністю враховані всі можливі джерела помилок: некоректне врахування фону неба, темнових і фонових шумів тощо. Для визначення реальних параметрів Стокса та їх похибки слід мати на увазі, що загальна кількість накопичених імпульсів є сума

$$N' = N + N_{\rm th} + N_{\rm III}, \tag{2.38}$$

де N, N_{ϕ} , $N_{\rm m}$ – складові, зумовлені небесним об'єктом, фоном неба і шумом електронного реєструвального тракту (темновий струм). Отже об'єкт і фон бажано спостерігати з тією ж діафрагмою, або тотожною їй за площею:

$$N'_{\phi} = N_{\phi} + N_{\mu}. \tag{2.39}$$

Ця процедура найпростіша при фотометричних спостереженнях, коли темновий струм і фон неба лише збільшують інтенсивність досліджуваного небесного тіла а

$$N = N' - N'_{\phi}, \tag{2.40}$$

що можна здійснювати в автоматичному режимі, коли спостереження ведуться за допомогою діафрагми, яка з заданою частотою скаче з об'єкта на фон.

Значно складніша ситуація під час вимірювання параметрів лінійної і колової поляризації. Якщо темновий струм лише збільшує загальну інтенсивність сигналу і завжди зменшує значення Q, U і V, то фон неба може їх як зменшувати, так і збільшувати, особливо параметри Q і U. У загальному випадку редукцію цих 3-х параметрів здійснюють за однотипним виразом, наприклад для Q він такий:

$$Q' = \frac{Q'' - Q_{\phi}''}{N' - N_{\phi}'};$$
(2.41)

де Q'' – ненормована на інтенсивність спостережні величина. Як видно, можливі такі ситуації.

1. Коли світіння фону неба неполяризоване, спостережні параметри Q, U і V менші за дійсні, тому для редукції спостережних даних також достатньо мати значення інтенсивності фону неба

$$Q' = Q'' / (N' - N'_{\phi}); \qquad (2.42)$$

2. Світіння фону поляризоване, це завжди має місце при спостереженнях у сутінках і при наявності на небі Місяця (особливо при великих значеннях фазового кута і при різній кутовій відстані від спостережного об'єкта). Особливо прискіпливо треба ставитися до проблеми фону неба під час спостережень не тільки слабких об'єктів, але й тих яскравих світло, яких слабко поляризоване, адже фон неба може бути сильно поляризованим (Р може сягати десятків відсотків); тому навіть тоді, коли $N'_{\phi} << N'$ значення Q''_{ϕ} чи U''_{ϕ} можуть досягати (а в деяких випадках і перевищувати) значення Q'' чи U'' для самих об'єктів.

При врахуванні фону неба вирази (2.36) і (2.37) наберуть вигляду

$$\Delta N = (N' - N_{\rm b})^{1/2} \tag{2.43}$$

та

$$\sigma = \Delta N / (N' - N_{\phi}). \tag{2.44}$$

З огляду на специфіку врахування фону бажано його параметри вимірювати з тією ж похибкою, що й об'єкта. Це можна робити не лише зміною експозиції, але й розміру діафрагми. В останньому випадку доцільно спостережний ефект вимірювати з малою d_1 і великою d_2 діафрагмами, що дозволяє одночасно ще й враховувати азимутальну залежність поляризації, а значення параметрів Стокса (наприклад, q) обраховувати з системи рівнянь

$$q'_{1}/t_{1} = q' + q'_{\Phi}$$
 (2.45a)

$$q'_2/t_2 = q' + q_{\phi}(d_1/d_2)^2$$
, (2.456)

де q'_1 , q'_2 – спостережні значення параметра об'єкта і фону відповідно через діафрагми d_1 і d_2 та з експозиціями t_1 і t_2 .

Якщо при фотометричних спостереженнях фон неба можна враховувати автоматично з досить високою точністю за допомогою стрибаючої діафрагми, то при поляризаційних – це практично неможливо. Справа в тому, що досліджуваний об'єкт практично завжди знаходиться на оптичній осі, а запрограмоване зміщення діафрагми на фон виноситиметься за межі оптичної осі, де (як буде сказано нижче) інструментальна поляризація більша, ніж на оптичній осі. Хоча за визначенням ступінь поляризації є величина відносна і спостережні дані не потребують корекції за прозорість земної атмосфери та виникають інші специфічні джерела похибок. Основною вважається **інструментальна поляризація, яка** виникає при взаємодії світлового променя з трактом «телескоп + реєструюча апаратура + приймач випромінювання». Справа в тому, що відбита світлова хвиля з діадою амплітуд E'_l , E''_r пов'язана з падаючою хвилею E_l , E_r матричним виразом

$$\begin{vmatrix} E_l' \\ E_r' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} l & 0 \\ 0 & r e^{i\Delta} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_l \\ E_r \end{vmatrix},$$
(2.46)

де l та $re^{i\Delta}$ – амплітудні коефіцієнти відбивання у двох ортогональних площинах. Тому коли на дзеркало телескопа падає світловий промінь з вектором Стокса (I, Q, U, V), то спостережний вектор у загальному випадку трансформується у вектор з наступними приблизними значеннями параметрів

$$I' = 1;$$

$$Q' = Q + Q_i - P(1 - \cos \Delta) \sin \psi_i \sin 2(\psi_i - \psi);$$

$$U' = U + U_i + P(1 - \cos \Delta) \cos \psi_i \sin 2(\psi_i - \psi);$$

$$V' = -P \sin \Delta \sin 2(\psi_i - \psi) + V \cos \Delta.$$
(2.47)

Загалом наближені вирази редукції мають вигляд:

$$Q = (Q' - Q_i) \left[\frac{\sin^2 2\varphi (1 - \cos \Delta)}{\cos \Delta} + 1 \right] - (U' - U_i) \left[\frac{\sin 2\varphi (1 - \cos \Delta) \cos 2\varphi}{\cos \Delta} \right];$$
$$U = (U' - U_i) \left[\frac{\cos^2 2\varphi (1 - \cos \Delta)}{\cos \Delta} + 1 \right] - (Q' - Q_i) \left[\frac{\sin 2\varphi \cos 2\varphi (1 - \cos \Delta)}{\cos \Delta} \right];$$
$$V = [V' + P \sin \Delta \sin 2(\psi_i - \psi)] / \cos \Delta, \qquad (2.48)$$

хоча на практиці це робиться ще за простішими виразами:

$$Q = Q' - Q_i;U = U' - U_i;V = V' - V_i.$$
(2.49)

Треба мати на увазі, що тут параметри Стокса нормовані на інтенсивність. Інколи користуються ще й таким виразом

 $\mathbf{P} = \mathbf{P}' - \mathbf{P}_{i},\tag{2.50}$

який замість зменшення ефекту інструментальної поляризації може його посилити, тому що він не враховує можливе неспівпадіння площин поляризації. Параметри Q_i та U_i визначають за спостереженнями зірок з нульовою поляризацією. При спостереженях у прямому і Касегренівському фокусі P_i як правило менша 0,1% і практично не залежить від довжини хвилі (рис. 2.9 ліворуч), але вона на порядки більша у фокусі Ньютона, Несміта і куде, до того ж ще й залежить від λ (рис. 2.9 праворуч).

Оскільки для цих фокусів доцільно враховувати ще й соѕД, то її можна знайти зі спостережень зірок з високою лінійною поляризацією; але тут бажано щоб у них положення площин поляризації становили 45°, або 135° з положенням площини інструментальної поляризації. Якщо врахувати, що цього важко досягти, то фазовий зсув з високою точністю доцільно визначати в лабораторних умовах, коли можна задавати не лише відповідне положення площини поляризації, але і її ступінь.

Складнішою є проблема дослідження і врахування колової інструментальної поляризації. Оскільки взаємодія лінійно поляризованого випромінювання з металічною поверхнею (якою є алюмінієве покриття дзеркал) супроводжується частковою її трансформацією в колову (2.47). Тому

при пошуку колової поляризації у небесних тіл з високою лінійною поляризацією спостережне V буде обтяжене ще й зумовленою цим ефектом інструментальною V_i. Не врахування цього приведе не лише до помилкового значення колової поляризації, але й до спотворення її залежності від фазового кута.



Рис. 2.9. Ліворуч — спектральна залежність параметрів Стокса Q_i та U_i у фокусі Касегрена 60-см телескопа Карл Цейс обсерваторії Санта-Анна поблизу м. Таріха в Болівії (хрестики — Q_i , точки — U_i); праворуч — пектральна залежність параметрів Стокса Qi та Ui у фокусі Несміта 120-см рефлектора Кримської астрофізичної обсерваторії (точки — Qi, трикутники — Ui)

Доцільно звернути увагу на те, що редукцію за інструментальну поляризацію потрібно здійснювати після врахування фону неба. Джерелом інструментальної поляризації, яку можна мінімізувати на стадії виготовлення поляриметрів, можуть бути наступні чинники.

 Неякісно виготовлена діафрагма, особливо коли її конус не досягає передньої поверхні лінійки; тоді промінь може відбиватися на стінках діафрагми і це призведе до зміни стану поляризації.

 Світлофільтри, особливо коли їхня поверхня не перпендикулярна до оптичної осі. Відповідно до згадуваних формул Френеля, пропущене такими поверхнями світло стає частково лінійно поляризованим.

 Клиноподібність оптичних деталей поляроїдного модулятора; це зумовлює відхилення променя від оптичної осі, яке під час обертання зображення викличе його «гуляння» по фокальній площині; воно особливо суттєве при спостереженнях з панорамним приймачем. Цей ефект може проявлятися й при незфокусуванні лінзи Фабрі при спостереженнях з ФЕП, фотокатоди яких практично завжди оптично неоднорідні.

4) Оптична неоднорідність поляризаторів чи фазозсувних пластин.

5) Нерівність інтервалів Δwt , на які діляться модуляційні вирази в межах одного повного обороту на 2π .

6) Залежність чутливості приймача випромінювання від стану поляризації світлового променя, що практично завжди притаманне для ФЕП з боковим входом і ПЗЗ камерам.

7) При використанні призми Волластона звичайний і незвичайний промені виходять під кутом до оптичної осі і стають лінійно поляризованими, тому (особливо коли використовуються поляризаційно чутливі приймачі) перед останніми встановлюються деполяризатори, наприклад, деполяризатор Ліо.

8) Джерелом похибок є також мерехтіння і тремтіння зображення та короткоперіодичні зміни прозорості, які за повільної модуляції гладку функцію $\cos 2(\psi + \phi_0 + wt)$ у виразі (2.12) деформують; внаслідок цього практично ніколи не вдається досягти похибки одного вимірювання менше 0,1-0,2%. Тому у сучасних поляриметрах з ФЕП практикується високочастотна модуляція (більше 50 Гц) і похибка обмежена лише кількістю накопичених імпульсів (2.37).

В той же час при використанні панорамних приймачів випромінювання за ряду причин така високочастотна модуляція не може бути використана. Крім того, оскільки на приймач фокусується не дзеркало телескопа, а зображення, то буде мати місце його «гуляння» у фокальній площині, тому виникає проблема неоднорідності чутливості окремих пікселів у ПЗЗ матриці. Внаслідок цього при спостереженні з панорамним поляриметром похибка визначення параметрів Стокса завжди буде більшою. Для зменшення впливу перерахованих джерел похибок необхідно зробити наступне.

1. Мінімізувати кількість відбиваючих оптичних деталей.

2. Прискіпливо виконувати процедури юстування і фокусування оптики телескопа і реєструвальної апаратури. Це зумовлено тим, що навіть під час спостереження, наприклад, у прямому фокусі і фокусі Касегрена інструментальна поляризація буде якщо не нульовою, то мінімальною лише на оптичній осі, тобто коли спостерігатиметься повна симетрія освітленості головного дзеркала телескопа. Причиною асиметрії, крім зміни кута падіння відносно нормалі на різних частинах дзеркала, може бути ще й механічне перетискання дзеркала в оправі і навіть асиметрія в його забрудненні. Не беручи до уваги деяких особливостей, зауважимо, що подібна ситуація має місце і під час спостережень з рефракторами, але площина поляризації тут

- 156 -

повернута на 90°. Лише за умови ідеального фокусування лінзи Фабрі на приймачі зведеться до мінімуму «гуляння» зображення по фотокатоду, зумовлене різними причинами.

3. Дотримуватись порядку розміщення оптичних елементів в оптикомеханічному блоці, згідно якого всі елементи, які можуть поляризувати світловий промінь мають бути розміщені за поляроїдним модулятором. Крім того, поляризатор чи ахроматичну пластину в порожнистому роторі слід установлювати в передній його частині (відносно фокальної площини телескопа). Довжина ротора має бути мінімальною, а діаметр отвору таким, щоб світловий промінь досліджуваного об'єкта ні в якому разі не взаємодіяв зі стінками ротора.

4. Для використання двоелементного поляроїдного модулятора в режимах спектрополяриметрії нерухомий поляризатор треба встановлювати так, щоб площина його поляризації була паралельною площині поляризації нахилених дзеркал і штрихам дифракційної гратки. У такому поляриметрі зведеться до мінімуму похибка використання навіть поляризаційно чутливих приймачів випромінювання.

5. При спостереженні у фокусі Несміта чи Ньютона можна використовувати додаткове дзеркало, яке встановлюють під такими самими кутами до оптичної осі, але площина поляризації якого становить 45° з площиною поляризації несмітівського, чи ньютонівського дзеркала. Щоправда якщо матеріали покриття дзеркал не є ідентичними, цей метод не зможе повністю нівелювати інструментальну поляризацію, особливо її спектральну залежність.

6. Ретельний підбір електронних фільтрів і ключів дає змогу максимально гасити всі крім робочої частоти, а також з великою точністю встановлювати тотожність інтервалів інтегрування $\Delta w t_i$. Крім того, якщо використовується двигун зі зміною повороту на заданий крок, треба вимагати, щоб у ньому була закладена можливість відстежувати з максимально високою точністю не лише поворот на заданий крок, а й на 360°.

7. Як відомо, під час взаємодії лінійно поляризованого випромінювання з металевими поверхнями воно перетворюється на еліптично поляризоване. Внаслідок цього інструментальна поляризація, яка виникає в процесі взаємодії з більше ніж одним дзеркалом телескопа є частково еліптично поляризованою. Складнішою є ситуація під час дослідження небесних об'єктів, світло яких лінійно поляризоване. Поява колової поляризації призводить до заниження параметрів лінійної поляризації, методом боротьби з цим є використання в оптичній схемі поляриметра деполяризатора Ліо.

8. Використання спеціальних телескопів, в яких модуляцію світлового потоку здійснюють обертанням усієї труби разом з поляриметром. Два таких

- 157 -

Касегренівських телескопи з діаметром дзеркала 61 см експлуатують на обсерваторіях Єкерса та Сайдінг Спрінг в Австралії. Основне їх завдання – створення каталогів зірок-стандартів з гранично малим і великим значенням лінійної поляризації.

9. Оскільки поляризаційні властивості деяких елементів, особливо ахроматичних пластин, дуже чутливі до кута падіння випромінювання, то доцільно після діафрагми встановлювати додаткову оптичну систему, яка формує паралельний пучок променів.

10. Вище акцентувалась увага на вимогах до «фону» світлофільтрів під час фотометричних спостережень небесних тіл, які для поляризаційних спостережень стають значно жорсткішими. Це зумовлено двома причинами: а) похибки поляризаційних вимірювань на один-два порядки менші, ніж фотометричних; б) зі зміною довжини хвилі не лише змінюються параметри Q, U та V, а й можуть змінюватись їх знаки. Внаслідок цього може бути ситуація, параметрів коли ненормовані значення цих для світлового потоку пропущеного поза межами пропускання світлофільтра наближатимуться, чи навіть перевищуватимуть за амплітудою відповідні значення для світлового потоку в межах пропускання світлофільтра. Особливо це актуально для спостережень зі світлофільтрами, які припадають на краї спектральної чутливості апаратури, в УФ ділянці спектра і в контурах потужних молекулярних смуг поглинання. Тому отримані значення параметрів поляризації можуть не лише не збігатися з реальними значеннями за амплітудою, а й різнитися за знаками.

Окрему проблему віл становить перехід спостережної (інструментальної) площини поляризації у до площини, яка прив'язана до екватора інтенсивності планет, тому необхідно визначати відповідні поправки Δψ, що робиться прямими і диференційними методами. Один з прямих методів запропонував Т. Герелс, який полягає в тому, що телескоп установлюють горизонтально в меридіані, на його оптичній осі перед поляриметром вільно (по лінії виска) підвішують поляроїд оптична вісь якого паралельна виску. Джерелами світла можуть бути яскрава зоря, або денне світло неба. Після вимірювання параметрів лінійної поляризації поляроїд повертають на 180° навколо лінії виска і вимірювання повторюють знову. За ідеальної орієнтації оптичної осі поляроїда отримані за двома вимірюваннями значення $\Delta \psi$ (чи $\Delta \psi$ + 90°) будуть практично однаковими. Редукція спостережних даних у за отримане значення $\Delta \psi$ дає положення площини поляризації в екваторіальній плошині.

Слід мати на увазі, що неоднорідність поляроїдів призводить до невеликої невизначеності положення оптичної осі (у межах 0,2°). При бажанні ретельніше визначити нуль-пункт положення площини поляризації описаний

експеримент доцільно провести з кількома ідентичними поляроїдами та визначити середнє значення $\Delta \psi$. Інколи для визначення нуль-пункту використовують спеціально орієнтовану плоскопаралельну скляну пластину, яку встановлюють на оптичній осі входу поляриметра.

За диференційним методом для визначення нуль-пункту використовують спостереження зірок-стандартів з великою міжзоряною поляризацією.

При дослідженні тіл Сонячної системи, для яких реперною площиною є площина розсіяння, найзручніше використовувати спостереження деталей поверхні Місяця поблизу його центра, для якого за великих значень фазового кута ($\alpha > 20-23^{\circ}$) площина поляризації $\psi'_{M} = 90^{\circ}$, а за малих значень ($\alpha < 20^{\circ}$) $\psi'_{M} = 0^{\circ}$ (180°). Редукцію спостережних значень параметрів Стокса здійснюють відповідно до виразу

$$\begin{vmatrix} Q \\ U \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos 2\Delta\varphi & -\sin 2\Delta\varphi \\ \sin 2\Delta\varphi & \cos 2\Delta\varphi \end{vmatrix} \begin{vmatrix} Q_0 \\ U_0 \end{vmatrix}.$$
(2.51)

Тут

 $\Delta \psi = \psi_{\rm M} - \psi'_{\rm M} + (T_{\rm M} - T_{\rm n}), \qquad (2.52)$

де $T_{\rm M}$ - $T_{\rm n}$ – різниця положення «лінії рогів» Місяця та планети, яка враховує різницю в положенні площин розсіяння для цих небесних тіл. Значення T для Місяця наведено в Астрономічних щорічниках, а для великих планет їх можна обрахувати через наведені в Щорічниках значення кута положення дуги великого круга T = $Q'' \pm 90^\circ$. Особливу увагу акцентуємо на особливості редукції положення площини поляризації при малих значеннях фазового кута. З підходом до $\alpha \cong 0^\circ$ швидко змінюється величина кута Q'', тому для точного визначення положення площини поляризації треба для кожного моменту спостереження планети обраховувати Q''.

Оскільки не завжди можна спостерігати Місяць (чи іншу планетустандарт), для оперативного контролю положення площини поляризації у відносній системі поляриметра практикується використання 100%-го поляризованого джерела випромінювання (наприклад нерухомий поляроїд + лампочка), яке вмонтовано в передній частині поляриметра і яке можна однозначно і швидко вводити на оптичну вісь і виводити з неї. Крім того, за допомогою цього джерела неодноразовим включенням синхронного двигуна поляроїдного модулятора можна вибирати довільне стандартне значення інструментальної площини поляризації та оперативно виконувати метрологію приладу.

Розділ 3. Методи визначення фізичних характеристик тіл Сонячної системи

Нарадаємо, що геометрія, топографія, фізичні і хімічні властивості тіл Сонячної системи вивчаються за оптичними, тепловими і радіофізичними спостереженнями. Оскільки процес формування цих властивостей для атмосфер і підстилаючих поверхонь суттєво різняться, то доцільно й методи аналізу цих спостережних даних розглядати окремо.

3.1. Методи визначення хімічного складу, фізичних характеристик і структури планетних атмосфер

3.1.1. Хімічний склад

Серед дистанційних методів визначення хімічного складу планетних атмосфер основним є спектроскопічний, тому що вже перші спектрограми планет виявили наявність в них притаманних різним газам смуги поглинання. На перших порах кількість поглинального газу NL визначали в найпростішій моделі вертикальної структури (*модель відбивного шару*), коли атмосферу приймали оптично тонким суто поглинальним шаром, а залишкова інтенсивність у спектральній смузі має вигляд

 $R_{\nu}(\mu_{o},\mu) = \exp[-(1/\mu_{o} + 1/\mu)\tau_{\nu}], \qquad (3.1)$

де

$$\tau_{\rm v} = \rm NLk_{\rm v} \tag{3.2}$$

є поглинальною складовою оптичної товщини. Оскільки спектральні спостереження планет і лабораторні вимірювання коефіцієнта k_v проводились, як правило, з різною роздільною здатністю, то практикувалось використання добре відомого *методу кривих росту*. У цьому випадку по отриманих з лабораторних експериментів даних, або побудованих для однієї з розглянутих вище моделей смуг поглинання залежності еквівалентної ширини W від NL знаходилось те значення останньої, яке відповідає спостережному значенню W. Для спрощення аналізу використовувались аналітичні вирази, які відповідали як гранично малому, так і великому значенню τ_v , при яких W відповідно пропорційне τ_v і $\tau_v^{1/2}$. Значення NL оцінювались із виразів

- 160 -

$$NL = W/S_0 \tag{3.3a}$$

та

$$\mathbf{NL} = W^2 / 4S_0 \gamma_L, \tag{3.36}$$

де S_0 – інтегральний коефіцієнт поглинання в лінії, γ_L – лоренцівська півширина лінії поглинання. Оскільки модель (3.1) оправдана для планет з надзвичайно тонкою атмосферою (наприклад Марс), то необхідно використовувати моделі, згідно яких смуги (лінії) поглинання формуються в процесі багаторазового розсіяння в газоаерозольному середовищі. Найпростішою такою моделлю є модель півнескінченного однорідного газоаерозольного шару, коли вираз для залишкової інтенсивності у спектральній лінії має вигляд

$$\mathbf{R}_{\nu,\infty}(\mu_{o},\mu) = \rho(\mu_{o},\mu,\chi(\alpha),\omega_{\nu})/\rho(\mu_{o},\mu,\chi(\alpha),\omega_{c})$$
(3.4)

і містить лише 3 невідомі (ω_c , ω_v і $\chi(\alpha)$) та коли криві росту можна лише розрахувати. На практиці ці розрахунки ведуться для наперед заданої індикатриси розсіяння (найчастіше – сферичної) і набору значень альбедо одноразового розсіяння в неперервному спектрі.

Відзначимо, що оскільки в цій моделі вираз (1.37) для ω_v та ω_c набуває вигляду

$$\omega_{\nu} = (\sigma_{g} + \sigma_{a})/(\sigma_{g} + \sigma_{a} + \sigma_{\kappa} + \sigma_{\nu}), \qquad (3.5a)$$

$$\omega_{\rm c} = (\sigma_{\rm g} + \sigma_{\rm a})/(\sigma_{\rm g} + \sigma_{\rm a} + \sigma_{\kappa}), \qquad (3.56)$$

то це дозволяє визначати лише відношення $\sigma_v/(\sigma_g + \sigma_a)$. Тут індекси к та v позначають поглинання аерозолем у неперервному спектрі і газі в смугах поглинання. В той же час, якщо в близькому інтервалі довжини хвиль існують смуги (лінії) поглинання кількох газів з приблизно однаковим значенням залишкової інтенсивності та приблизно однаковими величинами відбивної здатності в неперервному спектрі, то з досить високою точністю можна визначити ще й відносну концентрацію двох газів:

$$\gamma_{i,j} = (\sigma_v / \sigma_s k_v)_{i/} (\sigma_v / \sigma_s k_v)_j \cong N_i / N_j.$$
(3.6)

Виявилось, що криві росту, які побудовані для різних значень ω_c і $\chi(\alpha)$ – рознесені по осі ординат, хоча й мають приблизно однакову форму; по цій причині виникає проблема деякої неоднозначності. Тому метод кривих росту замінив *метод, що грунтується на аналізі спостережних даних щодо зміни залишкової інтенсивності у спектральній лінії* $R_{v,\infty}(\mu_o,\mu)$ *зі зміною умов*

освітлення (метод «центр-край»), у якому апріорно приймається оптична однорідність атмосфери в горизонтальній площині. Більше того, якщо наприклад в моделі (3.4) не вдається досягти погодження спостережних і розрахованих залежностей, то модель ускладнюють наприклад симбіозом моделей (3.1) і (3.4), коли значення залишкової інтенсивності дається виразом

$$\mathbf{R}_{v}(\mu_{o},\mu) = \mathbf{R}_{v,\infty}(\mu_{o},\mu) \exp[-(1/\mu_{o} + 1/\mu)\tau_{v}]$$
(3.7)

У цій моделі спочатку за зміною відбивної здатності деталі по диску визначають ω_c , і вже з його урахуванням розраховується розподіл (3.7) для різних ω_v і τ_v .

Для слабко поглинальної атмосфери коли

$$(1 - \omega_c) \ll 1 \operatorname{ta} (1 - \omega_v) \ll 1,$$
 (3.8)

розроблено кілька відносно простих виразів для аналізу глибини та еквівалентної ширини смуг (ліній) поглинання. Аналіз молекулярних смуг поглинання є не лише громіздкою в математичному розумінні задачу, оскільки розв'язання відповідного рівняння теорії переносу вона вимагає випромінювання, але й неоднозначно розв'язувану. Останнє зумовлене тим, що апріорно не відомими є такі параметри: індикатриса розсіяння, альбедо однократного розсіяння в неперервному спектрі і вертикальна структура атмосфери. Крім того практично ніколи не сравджується припущення щодо однорідності атмосфери. горизонтальної Тому заслуговує на увагу запропонований **О**. Мороженком метод визначення τ_v (NL) в надхмарових шарах за спектрополяриметричними спостереженнями. Згідно цього методу

$$(\mathrm{NL})^{0} = \frac{\mu_{0}}{(1+\mu_{0})k_{\nu}} \ln \frac{P_{c}(1,\mu_{0})}{P_{\nu}(1,\mu_{0})R_{\nu}(1,\mu_{0})}$$
(3.9)

Тут Р_с та Р_у ступені поляризації в неперервному спектрі і в смузі поглинання.

Для атмосфер з потужними атмосферами з невідомою вертикальною структурою кількість газу на промені зору можна визначати за так званою ефективною оптичною глибиною т_{еf}, метод розрахунку яких вперше розробив Дж. Чемберлен. Ідея методу базується на тому, що інтенсивність дифузно відбитого випромінювання півнескінченним частково поглинальним шаром в основному формується в шарі кінцевої оптичної товщини, яку й назвали ефективною оптичною глибиною т_{еf}. Оскільки Чемберленом було запропоновано вираз для розрахунку τ_{ef} в моделі сферичної індикатриси розсіяння то дещо пізніше Е. Яновицький узагальнив цей вираз на випадок анізотропної атмосфери з довільними поглинальними властивостями; цей вираз розраховується за усередненими по азимуту значеннями коефіцієнта відбивання від півнескінченного шару. Для випадку (1 - ω) << 1 існує досить простий вираз

$$\tau_{\rm ef} = [3(1-\omega)(3-x_1)]^{-1/2} + 5[\mu_0 - q(\infty)] + 0(1-\omega)^{1/2}/(5-x_2), \quad (3.10)$$

де q(∞) = 0,710 – стала Хопфа, x₁ та x₂ – перші два коефіцієнти розкладу індикатриси розсіяння в ряд за поліномами Лежандра. Тому якщо за спостережними даними про геометричне альбедо, або відбивну здатність деталі диска в смузі (лінії) поглинання знайти значення ω , то за ним можна розрахувати τ_{ef} і за ним вже можна оцінити й розсіювальну складову

$$\tau_{\rm ef}^{\rm s} = \omega \tau_{\rm ef}. \tag{3.11}$$

Якщо ж можна знехтувати поглинанням в неперервному спектрі то можна оцінити й поглинальну складову

$$\tau_{\rm ef}^{\nu} = (1 - \omega)\tau_{\rm ef}, \qquad (3.12)$$

У разі наявності поглинання в неперервному спектрі його можна врахувати наступним чином. Оскільки у виразах (3.5) об'ємні коефіцієнти розсіяння можна замінити оптичною товщиною чи глибиною, то очевидно, що в моделі вертикально оптично однорідної атмосфери по значенню ω в смузі поглинання і в неперервному спектрі можна визначити відношення

$$\tau_{\rm v}/\tau_{\rm s} = (1/\omega_{\rm v}) - (1/\omega_{\rm c}),$$
 (3.13a)

за яким можна визначите наближене значення поглинальної складової ефективної оптичної глибини

$$\tau_{\rm ef}^{\ \nu} = \left[(1/\omega_{\nu}) - (1/\omega_{\rm c}) \right] \tau_{\rm ef}^{\ s} \tag{3.136}$$

Відзначимо, що значення ω , τ_{ef} та τ_v/τ_s сильно залежать від індикатриси розсіяння $\chi(\alpha)$, яка була прийнята при модельних розрахунках; у той же час значення τ_{ef}^{ν} , а значить і NL – залишаються практично незмінними. Твердження про наближеність виразу (3.13б) базується на тому, що воно справедливе лише для вертикально однорідної атмосфери, коли ω_c і $\chi(\alpha)$ не

залежить від глибини, тоді як у реальних атмосфер це може й не виконуватись. Доцільно відзначити, що *достовірніші дані дає аналіз ліній поглинання*. Справа в тому, що температури планетних атмосфер відрізняються від температури, при якій вимірюються k_v в лабораторних умовах; це дуже важко врахувати при використанні даних для досить великих інтервалів довжин хвиль $\Delta\lambda$, у яких може знаходитись безліч ліній і які можуть ще й перекриватися; тоді як для окремих ліній це зробити легко (1.166).

Що стосується поверхневих шарів, то в їх спектрах також існують досить широкі смуги поглинання дані, про які поки що використовуються лише для якісного встановлення наявності в поверхневому шарі тих чи інших мінералів.

3.1.2. Визначення температури

Для опису теплових характеристик тіл Сонячної системи, крім вже згаданих в розділі 1 ефективної (T_e) і рівноважної (T_p) температури, зустрічаються й інші поняття.

1. Колірна T_c та яскравісна T_s визначають температури відповідно в інтервалі $\Delta\lambda$ та λ_i теплового спектра тіла, які мали б місце при випромінюванні абсолютно чорного тіла.

2. *Обертова* температура **Т**_{об} характеризує населеність обертових рівнів ј, який описується наприклад виразом (1.165).

3. *Електронна* та *іонна* температура описують розподіл за енергією відповідно електронів та іонів.

4. *Спінова* температура визначається відношенням інтенсивності ліній орто- і пара-модифікацій, які притаманні молекулам, в склад яких входять два і більше симетричних атомів водню.

5. Антенна і шумова температури використовуються в радіоастрономії. Перша визначає температуру, до якої треба нагріти приймальну апаратуру щоб отримати сигнал, потужність якого була б рівна зареєстрованій, друга – температуру чорного тіла, потужність якого на робочій частоті дорівнює потужності власних шумів приймача.

Нижче коротко зупинимось лише на методах визначення ефективної та обертової температур.

Ефективна температура визначає температуру нагрівання планети (чи іншого тіла Сонячної системи) внаслідок поглинутої енергії Сонця; точність її оцінки повністю залежить від достовірності експериментальних даних щодо болометричного сферичного альбедо планети A_i . Водночас у разі наземних спостережень (або навіть з виведених на земну орбіту телескопів) більш-менш достовірні дані можна отримати лише для Венери та Меркурія, орбіти яких

розташовані всередині земної орбіти; тому суто теоретично їх можна спостерігати в широкому діапазоні кутів фази ($0^{\circ} < \alpha < 180^{\circ}$). А отже для більшості тіл Сонячної системи болометричне альбедо визначається наближеними методами. Історично одне з перших таких наближень грунтується на використанні емпіричного виразу Рессела

$$A_s = 2,2A_g F(50^\circ), \tag{3.14}$$

де $F(50^\circ)$ – фазова функція планети при $\alpha = 50^\circ$. Інші наближення грунтуються на розрахунках за тих чи інших припущень щодо оптичних властивостей атмосфер планет і законів відбивання світла поверхневим шаром. Для планети з надзвичайно потужною атмосферою розроблено низку наближених виразів.

До першої категорії віднесено наближення для слабко поглинальної атмосфери, для якої значення (1 – ω) << 1. Так, для одночленної індикатриси розсіяння Хеньї-Грінстейна Ван де Хюлст отримав вираз

$$A_s = \frac{(1-0,139\bar{s})(1-\bar{s})}{1+1,117\bar{s}},$$
(3.15)

де

$$\bar{s} = \frac{(1-\omega)^{1/2}}{(1-\omega g)^{1/2}}.$$
(3.16)

Дещо згодом М. Фомін та Е. Яновицький встановили, що цей вираз може бути справедливим для довільних індикатрис, але лише тоді, коли в ньому замість параметра g стоїть значення $x_1/3$. Крім того, грунтуючись на численних модельних розрахунках, вони отримали ще один *емпіричний вираз для сферичного альбедо планети зі слабко поглинальною атмосферою*

$$A_s = [0,36 + 2\rho(1, 1, 0)]^{1/2} - 0,6, \qquad (3.17)$$

де ρ(1, 1, 0) – відбивна здатність планети в центрі диска при нульовому фазовому куті спектральні значення якої можна визначити із спостережень.

Складніші вирази були отримані для ширшого інтервалу значень альбедо однократного розсіяння. Так Е. Яновицький дає вирази

$$A_{s} = \frac{(4 - \omega x_{1})^{1/2} - 2(1 - \omega)^{1/2}}{(4 - \omega x_{1})^{1/2} + 2(1 - \omega)^{1/2}}$$
(3.18)

та

$$A_{s} = 1 - 4 \frac{(1-\omega)^{1/2}}{(3-x_{1})^{1/2}} \left\{ 1 - 3q(\infty) \frac{(1-\omega)^{1/2}}{(3-x_{1})^{1/2}} + \left[\frac{7}{5} + \frac{6q^{2}(\infty) - 1}{2(3-x_{1})} \right] (1-\omega) \right\} + 0[(1-\omega)^{2}], (3.19)$$

де *q*(∞) = 0,710466... – стала Хопфа. Варто зазначити, що всі наведені вище співвідношення отримані для моделі оптично однорідного нескінченного шару. Дещо *простіші вирази отримано В. Соболєвим*:

$$A_{s} = 1 - 4 \frac{(1 - \omega)^{1/2}}{(3 - x_{1})^{1/2}}$$
(3.20)

та

$$A_{s} = 1 - 4 \frac{(1-\omega)^{1/2}}{(3-x_{1})^{1/2}} + D \frac{1-\omega}{3-x_{1}}, \qquad (3.21)$$

де параметр *D* дуже слабко залежить від індикатриси $\chi(\alpha)$ і практично дорівнює $\approx 8,5$.

Обертову температуру T_{o6} оцінюють згідно виразу (1.165), який може бути записано для кількох обертових чисел j. Найпростішим є випадок дуже слабкої лінії, еквівалентна ширина якої пропорційна інтегральному коефіцієнту поглинання. Тут, наприклад, для лінійних молекул і молекул сферичної дзиги, енергетичні терми яких визначаються лише одним квантовим числом *j*, вираз для еквівалентної ширини *j*-ї лінії набуває вигляду

$$\ln W(j) = -\ln Z(T) + \ln F(j) - Bhcj(j+1)/kT.$$
(3.22)

Нагадаємо, що Z(T) – це так звана **функція розподілу**. Звідси випливає, що якщо відомі значення W хоча б для двох обертових ліній з обертовими термами j_1 і j_2 то обертову температуру можна визначити з виразу

$$\ln \frac{W(j_1)F(j_2)}{W(j_2)F(j_1)} = Bhc[j_2(j_2+1) - j_1(j_1+1)]/kT_{o6}.$$
(3.23)

Значення функцій F(j) розраховують за формулами типу (1.198). Безумовно коли з лабораторних вимірювань при температурі T_0 відомі значення інтегральних коефіцієнтів поглинання цих ліній то вираз (3.23) зводиться до такого вигляду

- 166 -

$$\ln \frac{W(j_1)S_0(j_2)}{W(j_2)S_0(j_1)} = Bhc[j_2(j_2+1) - j_1(j_1+1)]/k(1/T_{ob} - 1/T_0). \quad (3.24)$$

Коли інтенсивності ліній поглинання не задовольняють умові слабкої лінії, то необхідність враховувати багаторазове розсіяння у разі їх формування робить визначення обертової температури набагато складнішим. Розглянуті методи визначення обертової температури придатні для всіх без винятку газів, в обертово-коливальних смугах яких розрізняється обертова структура. У тих випадках, коли тонка структура не розрізняється, то для молекул статистична вага населеності обертових рівнів яких є функцією обертових квантових чисел, значення T_{o6} можна визначити ще й за відстанню Δv між максимумами інтенсивності P- та R- або S- та O-гілок смуг поглинання:

$$T_{\rm ob} = (\Delta \nu)^2 / 8Bk, \tag{3.25}$$

де *В* – обертова стала; *k* – стала Больцмана. Ідею цього метода пояснимо на прикладі лінійних молекул, силу ліній яких визначають із виразу

$$S_0(j) = (2j+1)\exp[-Bhcj(j+1)/kT].$$
(3.26)

Звідси бачимо, що при малих значеннях квантового числа, коли Bhcj(j+1) << kT, зміну сили лінії визначає в основному множник (2j+1), тому при збільшенні j – сила ліній зростає. При великих значеннях квантового числа, коли Bhcj(j+1) >> kT, переважатиме зменшення другого множника; тому сила лінії почне зменшуватися при збільшенні j. Очевидно максимальну інтенсивність матимуть лінії при відповідному значенні квантового числа j (рис. 3.1), яке збільшуватиметься при зростанні температури. Оскільки більшим значенням квантового числа відповідають вищі значення частот для S-, R-гілок і нижчі – для O-, P-гілок, то внаслідок цього відстані між максимумами інтенсивності цих гілок будуть збільшуватися з підвищенням температури.

Нарешті обертову температуру можна визначити й тоді, коли в обертово-коливальній смузі є можливість ототожнити лінію максимальної інтенсивності з конкретним значенням квантового числа *j*. Якщо наприклад вираз для інтегрального коефіцієнта поглинання лінії, який має вигляд (3.26) продиференціювати за квантовим числом

$$dS_0(j)/dj = \exp[-Bhcj(j+1)/kT](2-Bhcj(j+1)^2/kT), \qquad (3.27)$$

то виходячи з умови максимального значення $S_0(j)$

$$dS_0(j)/dj = 0,$$
 (3.28)
легко отримати, що

$$T_{\rm ob} = Bhcj(j+1)^2 / 2k.$$
(3.29)



Рис. 3.1. Відносна зміна еквівалентної ширини ліній (з обертовими квантовими числами j = 0 та j = 7) поглинання метану смуги $3v_3$ зі зміною температури

Зауважимо, що останні два методи визначення T_{o6} не можна використовувати під час досліджень лінійних молекул точкової групи D_{xh} , тобто тих які мають центр симетрії (наприклад CO₂) тому що у них статистична вага не залежить від квантового числа, а тому максимальну інтенсивність завжди мають лінії з j = 0.

3.1.3. Визначення атмосферного тиску

Історично склалося так, що перші визначення атмосферного тиску p_0 грунтувалися на значеннях оптичної товщини газової складової τ_g та проводились, наприклад, за виразом

$$P_{o} = (\tau_{s,g}(\lambda)\lambda^{4}R^{*}g/24\pi^{3}r_{s}^{2}\mu'k, \qquad (3.30)$$

або подібним до нього, де p_0 – тиск в динах (1 H = 10⁻⁵ дин); R^* – газова стала; k – стала Больцмана; μ' – молекулярна маса; g – прискорення сили тяжіння; λ –

довжина хвилі, см; r_s — питома рефракція, яка визначається показником заломлення. Оскільки значення останнього змінюється зі зміною λ , то й величина μ' матиме спектральну залежність, яка є слабкою, тому в більшості випадків нею можна нехтувати.

Як вже говорилось, контури спектральних ліній визначаються температурою та атмосферним тиском (лоренцівський контур (1.204)), тому коли в спектрі добре прописані контури обертових ліній, то за їх півширинами можна визначити атмосферний тиск за виразом (1.210). Проте з'являються труднощі, зумовлені необхідністю знати температурний режим атмосфери та її хімічний склад. Останнє викликане тим, що значення у_{1.0} формується не лише за рахунок зіткнення молекули із собі подібною (самоуширення), але й з іншими. Наприклад, півширина ліній метану сформована в процесі зіткнення з молекулами гелію і метану розрізняється майже вдвічі, для аміаку в разі зіткнення з воднем півширина буде майже на порядок меншою, ніж із молекулою аміаку. Крім того, при формуванні лінії поглинання в оптично товстому середовищі багатократне розсіяння також зумовлює розширення контуру, тому величина розширення залежить ще й від оптичних властивостей середовища (індикатриси розсіяння, альбедо однократного розсіяння в неперервному спектрі), вертикальної структури атмосфери і потужності ліній поглинання. Нарешті суттєвим є ефект інструментального контуру.

Відокремлено від перелічених знаходиться метод, який ґрунтується на ефекті затемнення блиску зірок планетними атмосферами, або ефектів радіопокриття. Він дає одночасно інформацію про вертикальні профілі температури і тиску, тому зупинимось на ньому детальніше. Світловий промінь, який падає на планетну атмосферу, подібно до взаємодії з твердою поверхнею заломлюється, тобто змінює напрямок свого розповсюдження (нагадаємо, що це явище називають рефракцією) відповідно до закону Снеліуса. Оскільки густина газової складової збільшується від верхніх її шарів атмосфери до нижніх, то показник заломлення також збільшуватиметься відповідно до виразу

$$n^{2} = 1 + 2a[\gamma_{g}(h)/\gamma_{g}], \qquad (3.31)$$

де стала *а* для білого світла становить 0,000294; γ_g – густина атмосфери при стандартних умовах. Зважаючи на малість параметра *а*, цей вираз інколи записують у вигляді

$$n \cong 1 + a[\gamma_{g}(h)/\gamma_{g}]. \tag{3.32}$$

Ефекти рефракції дещо по-різному проявляються за спостережень з поверхні планети та тоді, коли оточена атмосферою планета проходить перед зіркою чи Сонцем. У першому випадку світловий промінь переходить від середовища з меншим до середовища з більшим показником заломлення *n*, тому його траєкторія викривлятиметься у бік поверхні планети (рис. 3.2).

Рефракцію на зенітній відстані 90° називають горизонтальною рефракцією в', яку для політропної атмосфери визначають виразом

$$\theta' = 2a[\gamma_g(0)/\gamma_g] / [(H/R) - (\gamma_g(0)/\gamma_g)]^{1/2}$$
(3.33)

та (в першому наближенні) для однорідної атмосфери –

$$\theta' = A(2\pi R/2H_g),\tag{3.34}$$

де *R* – радіус планети.



Рис. 3.2. Схема явища атмосферної рефракції

Величину n(0) – 1 = А називають сталою рефракції або заломлювальною здатністю.

При проходженні планети перед диском Сонця у відповідний момент навколо диска планети, який знаходиться за краєм диска Сонця, виникає світлий обідок, яскравість якого близька до яскравості фотосфери. Вперше це явище спостерігав М. Ломоносов під час проходження Венери перед диском Сонця 25 травня (за старим стилем) 1761 р., тому ці ефекти заведено називати ефектами Ломоносова.

У разі покриття зірки планетою, яка має атмосферу, зірка щезає не в момент геометричного покриття, а дещо згодом, бо внаслідок рефракції світловий промінь зорі огинатиме планету і досягатиме спостерігача. Рухаючись вперед, край диска планети «рухатиме» перед собою зірку, яка щезне лише в той момент, коли її видиме кутове зміщення досягне значення 20'. У разі коли кутове зміщення буде менше кутового діаметра планети промені розходитимуться, а тому зірка буде видимою лише упродовж того часу, за який вона проходить кутову відстань 20'. Коли ж кутове зміщення більше кутового радіуса планети, то промені сходитимуться, внаслідок чого спостерігатиметься одночасно два зображення зірки з двох протилежних боків планети. У разі проходження центра диска планети перед зіркою, на короткий проміжок часу виникне світле кільце навколо диска планети. Розглянемо випадок, коли заломлені світлові промені розходяться. У разі затемнення зірки планетною атмосферою світловий промінь ослаблюється не лише внаслідок розсіяння і поглинання світла атмосферою, а й ефекту рефракції. Оскільки для планет кутове зміщення зірки завжди менше їхніх кутових радіусів, то рефракційна висота точки в атмосфері над поверхнею планети у завжди буде більше реальної висоти *h* (рис. 3.3).

Уже перші польоти КА до планет указали на перспективність у дослідженні їх атмосфер експериментів з радіопокриття, зокрема з вивчення змін напрямку розповсюдження, фази та частоти радіосигналу КА під час його заходу в тінь, або виходу з тіні планети (рис. 3.4). Тоді відповідні вирази набувають вигляду для кута рефракції

$$\theta(p) = 2 \int_{r_p}^{r_0} (p/r)(\eta^2 - p^2)^{-1/2} (dr/d\eta) d\eta$$
(3.35)

та для зсуву фази

$$\Phi(p) = (2/\lambda) \int_{p}^{r_0} (\eta^2 - p^2)^{-1/2} (\eta^2/r) \times (d\eta/dr) d\eta.$$
(3.36)



Рис. 3.3. Схематичне уявлення явища покриття зірки планетною атмосферою



Рис. 3.4. Схематичне уявлення явища радіопокриття

Тут $p = nr\sin i = r_0 \sin i_0 = r_p n_p$, $\eta = nr = p/\sin i$, $\lambda - довжина випромінюваної хвилі. Між кутом рефракції та зсувом фази існує наближене співвідношення$

$$\theta/\Phi \cong \bar{r}/\lambda,$$
(3.37)

де \bar{r} – значення середнього радіуса планети. Доцільно зауважити, що для нейтральної атмосфери, яка характеризується лише дійсною частиною показника заломлення, що зменшується з висотою, спостережний зсув фази завжди буде додатним. Якщо на шляху радіопроменя з'являються заряджені частинки (наприклад в області іоносфери) то показник заломлення стає комплексним, уявна частина якого визначається виразом

$$n_i = (1 - [e^2 N_e / \pi M_e v^2])^{1/2}, \qquad (3.38)$$

де e – заряд електрона; M_e – його маса; N_e – концентрація електронів; v – частота. У разі великої концентрації заряджених частинок фазовий зсув може бути від'ємним. Таким чином, вплив нейтральної атмосфери на зсув фази є пропорційним частоті, а іоносфери – обернено пропорційним. Г. Ф'єлдбо зі співавторами для визначення висотного профілю дійсної частини показника заломлення запропонували використовувати інтеграл інверсії Абеля

$$\pi \ln n(r_p) = \int_{\eta_p}^{\infty} \frac{\theta(\eta) \, d\eta}{(\eta^2 - \eta_p^2)^{1/2}} \,.$$
(3.39)

Спостережні дані щодо покриття зірок планетною атмосферою дозволяють визначати імовірне значення молекулярної маси газової складової атмосфери і висотних профілів температури й тиску дають змогу вивчати іоносферу планет. Якщо експериментальні дані в оптичному діапазоні довжини хвиль дозволяють зондувати самі верхні шари атмосфери, то в радіодіапазоні – до тиску в 1-2 бари.

Що стосується встановлення хоча б наближеної закономірності зміни потужності аерозольного шару з глибиною, то зараз існує лише один метод, який був розроблений О. Мороженком і названий методом виявлення відхилення вертикальної структури атмосфери від умови однорідності. В його основу покладено згадане вище обчислення ефективної глибини формування дифузно відбитого випромінювання півнескінченним вертикально однорідним шаром (3.10) та знаходження її розсіювальної і поглинальної складових, кількості поглинального газу на промені зору та відношення (NL/τ_s) . Очевидно, що для вертикально однорідної атмосфери графічні залежності $\ln\tau_s - \ln NL$ будуть являти собою зумовлений похибками розкид точок, які концентруються навколо нахиленої до осі $\ln NL$ прямої лінії, для залежності $\ln(NL/\tau_s) - \ln NL$ – паралельної осі $\ln NL$, тоді як для неоднорідної атмосфери ці залежності будуть являти собою ламані лінії, перегини на яких вказують межі розділу вертикальних неоднорідностей. Оскільки значення τ_s та (NL/τ_s) для газової та аерозольних складових по різному залежать від λ , то за даними про спостережну величину $\Delta \ln(\tau_s(\lambda_i)/\tau_s(\lambda_o))$ можна визначити ще й наближене значення розміру частинок на різних рівнях атмосфери.

3.1.4. Визначення оптичної товщини

Оптичну товщину то можна визначити лише для планет з оптично тонкою атмосферою, коли відбивна здатність їх деталей описується наприклад виразом (1.218а), але й тут ми стикаємося з питанням неоднозначності, зумовленої в першу чергу невизначеністю закону розподілу яскравості по диску планети. Модифікацією цього методу є аналіз даних про величину зменшення фотометричного контрасту деталей поверхневого шару, в якому до мінімуму зводяться невизначеності, які з горизонтальною неоднорідністю пов'язані оптичних властивостей. підхід ґрунтується на новий аналізі Принципово поляриметричних спостережень при фазовому куті, який відповідає точці інверсії а, в для підстилаючої поверхні. Оскільки тут значення Р поверхневого шару рівне нулю, то спостережна поляризація формується лише газоаерозольною атмосферою, тому спостережний параметр Q визначається виразом

$$Q(\alpha_i^s, \lambda) = -P(\alpha_i^s, \lambda)A(\alpha_i^s, \lambda) = (\omega/2\pi) \{(1 - \beta(\lambda)) Q_a(\alpha_i^s, \lambda) - 0.75 \beta(\lambda) \sin^2 \alpha_i^s \} f_2(\alpha_i^s, \tau_0, \lambda).$$
(3.40)

де $Q_a(\alpha, \tau_0, \lambda)$ – параметр Стокса аерозольної складової, $f_2(\alpha, \tau_0, \lambda)$ – усереднена по диску відбивна здатність атмосферного стовпа. Якщо α_i^s підстилаючої поверхні не залежить, чи дуже слабо залежить від довжини хвилі, то цей вираз дозволяє з високою точністю визначити величину оптичної товщини, показник заломлення і розмір частинок аерозольної складової. Очевидно, що тут зникають проблеми, які зумовлені горизонтальною оптичною неоднорідністю атмосфери і поверхневого шару, але з'являються деякі інші. У випадку газоаерозольної складової досить складно розділити газову та аерозольну складову оптичної товщини, що найчастіше робиться за використання формули Кінга

$$\tau_0^s(\lambda) = \tau_a^s + \tau_g(\lambda_0)(\lambda/\lambda_0)^{-4}, \qquad (3.41a)$$

або її модифікації

$$\tau_0^{\rm s}(\lambda) = \tau_a^{\rm s}(\lambda_0)(\lambda/\lambda_0)^n + \tau_g(\lambda_0)(\lambda/\lambda_0)^{-4}.$$
(3.416)

У випадку планет з оптично товстою атмосферою визначення оптичної товщини замінюється на визначення відносного внеску аерозольної складової атмосфери, це може виражатись параметром β , або відношенням τ_a/τ_R . Значення β визначається з аналізу поляриметричних спостережень, а для визначення відношення τ_a/τ_R досить ефективним виявився аналіз даних про інтенсивність деталей комбінаційного розсіяння. Ідея методу базується на тому, щоб комбінаційне розсіяння враховувати у виразі для ω відповідною поправкою

$$\omega = \frac{\frac{\tau_a}{\tau_R} + D}{1 + \frac{\tau_a}{\tau_R} + \frac{\tau_\kappa}{\tau_R}},$$
(3.42)

де

$$D = 1 + 0.85 * [(N_0 \sigma_{S(0)} + N_2 \sigma_{O(2)}) f_{\lambda_1} + N_1 \sigma_{S(1)} f_{\lambda_2} + \sigma_{Q_1(1)} f_{\lambda_3}] / \sigma_R f_{\lambda_0} - (3.43)$$
$$- 0.85 * [N_0 \sigma_{S(0)} + N_2 \sigma_{O(2)} + N_1 \sigma_{S(1)} + \sigma_{Q_1(1)}] / \sigma_R.$$

Тут $f_{\lambda_1}, f_{\lambda_2}, f_{\lambda_3}$ – інтенсивності сонячного спектру на довжинах хвиль $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, з яких фотони переміщуються на довжину хвилі λ_0 (це спричинено обертальними переходами S(0), S(1), O(2) і коливальним переходом Q); N_0, N_1, N_2 – кількість молекул водню в орто- і парастані; $\sigma_{S(0)}, \sigma_{O(2)}, \sigma_{S(1)}$ і $\sigma_{Q_1(1)}$ – коефіцієнти комбінаційного розсіяння відповідних переходів. Оскільки комбінаційне розсіяння зараз виявлене лише в спектрі планетгігантів, то множник 0,85 враховує те, що відносна концентрація молекул водню і гелію, відповідно, близька до 0,85 і 0,15. Ефекти комбінаційного розсіяння ослаблюються при появі аерозольної складової, тому за спостережними даними можна оцінити відносний внесок останньої. Оскільки прояв комбінаційного розсіяння найбільший в потужних фраунгоферових лініях, то якщо знехтувати спектральною залежністю відношення $\tau_{\rm k}/\tau_{\rm R}$ і ($\tau_{\rm a}/\tau_{\rm R}$) = b(λ), найпростіше це робити із системи рівнянь

$$\sum [D(\lambda_i)/\omega(\lambda_i)]/n - 1 = (\tau_{\kappa}/\tau_R) + b(\lambda) \sum [1 - 1/\omega(\lambda_i)]/n$$
(3.44a)

$$\sum [D(\lambda_j)/\omega(\lambda_j)]/m - 1 = (\tau_{\kappa}/\tau_R) + b(\lambda) \sum [1 - 1/\omega(\lambda_j)/m, \qquad (3.446)$$

де λ – центр фраунгоферової лінії, п – кількість точок в її контурі, для яких D > 1, m/2 – кількості точок по обидва боки від центра цієї лінії, для яких D ≈ 1. Безумовно, що ефективнішим було б розглядати систему рівнянь «фраунгоферова лінія – її дух», але тут виникає проблема врахування спектрального ходу поглинання в неперервному спектрі. Оскільки кількість молекул водню в пара- та ортостані сильно залежать від температури, то очевидно, що на різній глибині в атмосфері ефект комбінаційного розсіяння буде різним, це необхідно враховувати, наприклад, за виразом

$$D(p) = \sum (p_i T_o / p_o T_i) D(p_i) / \sum (p_i T_o / p_o T_i), \qquad (3.45)$$

де p_o і T_o – значення тиску і температури у самих верхніх шарах атмосфери. Виявилось, що не врахування цього зумовлює досить великі похибки (в рази) при оцінці відношення τ_a/τ_R .

3.1.5. Визначення фізичних характеристик атмосферного аерозолю

Комплексний показник заломлення. Цю проблему інколи поділяють на дві: визначають спектральне значення дійсної частини показника заломлення n_r із аналізу поляризаційних спостережень, та уявної частини показника заломлення n_i , за спектрофотометричними даними. Аналіз поляриметричних спостережень грунтується на порівнянні фазових залежностей $P(\alpha)$ чи $Q(\alpha)$ з модельно розрахованими для різних n_r і функцій розподілу частинок за розміром. Оскільки для більшості планет інтервал фазових кутів при наземних спостереженнях сильно обмежений, то аналізують ці залежності ще й від довжини хвилі.

Хоча зараз розроблено ефективні методи розрахунку усіх чотирьох параметрів Стокса зі строгим врахуванням багаторазового розсіяння, але не втратили актуальності й наближені методи, які базуються на врахуванні лише одноразового розсіяння або наближено ще й багаторазового. Це зумовлено тим, що більшість строгих методів (за винятком метода Монте Карло) відносяться до оптично однорідної атмосфери, а це ніколи не відповідає дійсності.

> Методи які враховують лише одноразове розсіяння грунтуються на допущенні, що параметр Стокса Q дифузно відбитого випромінювання, в основному, є результатом впливу одноразового розсіяння на вході фотона в атмосферу і на його

виході з неї, це задовільно оправджується при спостереженні інтегрального диска планети, або ж лише його центра коли μ_0 чи µ дорівнює одиниці.

За пропозицією В. Соболєва розглядалися дві моделі вертикальної структури атмосфери.

Модель А представляє атмосферу у вигляді оптично однорідного півнескінченного газоаерозольного шару. Другий параметр Стокса визначено за такими виразами: для окремих деталей диска планети

$$Q(\mu_0, \mu, \alpha) = \frac{\mu_0}{4(\mu_0 + \mu)} [\beta Q_R^0(\alpha) + (1 - \beta) Q_a^0(\alpha)], \qquad (3.46)$$

і для всього диска

$$Q(\alpha) = F(\alpha)[\beta Q_R^0(\alpha) + (1 - \beta) Q_a^0(\alpha)].$$
(3.47)

Тут $F(\alpha)$ – фазова функція, Q^0 – параметр Стокса при одноразовому розсіянню.

Модель Б – найпростіша неоднорідна атмосфера, для якої верхній шар є оптично тонким суто газовим, а нижній – однорідним півнескінченним суто аерозольним; у цій моделі попередні вирази зводяться до такого вигляду:

$$Q(\mu_0, \mu, \alpha) = \frac{\mu_0}{4(\mu_0 + \mu)} [Q_R^0(\alpha)(1 - \exp[-\tau_0(1/\mu_0 + 1/\mu) + Q_a^0(\alpha)\exp[-\tau_0[1/\mu_0 + 1/\mu)];$$
(3.48)

$$Q(\alpha) = F(\alpha)[Q_R^0(\alpha)\delta(\tau_0,\alpha) + Q_a^0(\alpha)(1 - \delta(\tau_0,\alpha))].$$
(3.49)

Тут

$$\delta(\tau_0, \alpha) = [1 - F_1(\tau_0, \alpha)] / F(\alpha), \qquad (3.50)$$

а

$$F_{1}(\tau_{0},\alpha) = \frac{1}{4} \int_{\alpha-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\cos(\alpha-L)\cos L}{\cos(\alpha-L) + \cos L} dL \int_{0}^{\pi/2} \exp[-\tau_{0}(1/\mu_{0} + 1/\mu)]\cos^{2}\psi d\psi.$$
(3.51)

Крім того, аналіз розрахунків з точним урахуванням багаторазового розсіяння дозволив запропонувати *метод наближеного врахування багаторазового розсіяння*, який зводиться до вимоги, щоб спостережні значення параметра Q(α) відповідали нерівностям

$$Q^{\circ}(\alpha) \le Q(\alpha) \le 2Q^{\circ}(\alpha)$$
 при $\alpha \le 20^{\circ};$ (3.52a)

$$Q^{\circ}(\alpha) \le Q(\alpha) \le 4Q^{\circ}(\alpha)$$
 при $\alpha \le 40^{\circ}$. (3.526)

Тут $Q^{\circ}(\alpha)$ – розраховані для газоаерозольного ансамблю значення. Виявилось, що, наприклад, для атмосфери Венери оцінки дійсної частини показника заломлення і розміру частинок, які визначались у моделі сферичних частинок при строгому врахуванні багаторазового наближення і за виразами (3.52) практично співпали. Крім того, слід відмітити такі особливості.

1. Оскільки другий параметр Стокса формується у верхніх шарах атмосфери на рівні висоти з $\tau_0 \approx 1$, то достовірні оцінки дає використання моделі вертикально однорідної, або найпростішої неоднорідної атмосфери і наближених формул.

2. На достовірність оцінки *n_r* слабко впливає вибір типу функції розподілу частинок за розміром.

3. Принциповим є питання вибору форми і структури частинок тому що в природних умовах важко собі уявити, що полідисперсний ансамбль аерозолю являє собою однакові за природою і формою частинки і те, що вони є оптично однорідними. Як відомо навіть частинки конденсаційної природи формуються навколо пилових ядер (так звані *ядра Айткіна*).

4. При малому значенні уявної частини показника заломлення (в усякому разі при $n_i < 10^{-3}$) другий параметр Стокса аерозольних частинок практично визначається лише їх дійсною частиною. Тому для більшості типів атмосферного аерозолю розрахунки можна вести за допущення, що $n_i = 0$.

5. Оскільки практично зі стовідсотковою достовірністю можна стверджувати, що реальні хмарові шари складаються з частинок найрізноманітнішої форми, то це можна врахувати введенням ще й функції розподілу частинок за формою. Із врахуванням того, що методи розрахунку елементів матриці розсіяння розроблені далеко не для всіх форм частинок стає зрозумілим, що практично всі роботи з визначення фізичних властивості хмарових частинок ведуться в моделі однорідних частинок сферичної форми.

Уявна частина показника заломлення оцінюється, як правило, по спектральному значенню альбедо одноразового розсіяння хмарових частинок, які визначаються за спостережними спектральними значеннями геометричного чи сферичного альбедо планети, або відбивної здатності окремих деталей диска. Це зумовлено тим, що хоча ці характеристики й визначаються двома параметрами (альбедо однократного розсіяння в неперервному спектрі та індикатрисою розсіяння), але визначальною тут є величина ω.

Якщо до проблеми підходити строго, то оцінка значення $n_i(\lambda)$ є заключним етапом аналізу спектрополяриметричних спостережень; він являє собою наступний ланцюжок операцій.

1. За даними спектрополяриметричних спостережень визначають величину n_r , параметри функції розподілу частинок за розміром і відносний внесок газового розсіяння, який визначається параметром $\beta(\lambda)$ (1.52).

2. За отриманими даними розраховують спектральне значення індикатриси і полідисперсного коефіцієнта розсіяння аерозольного середовища, спектральні значення β(λ) і χ(α,λ) газоаерозольного середовища.

3. З порівняння спостережних спектральних значень відбивної здатності деталі диска планети з модельними розрахунками для різних значень альбедо однократного розсіяння (при фіксованих значеннях $\beta(\lambda)$ і $\chi(\alpha, \lambda)$) знаходиться спектральне значення $\omega(\lambda)$, а за (1.51б) оцінюють $\omega_a(\lambda)$.

4. Далі порівнюють отримане значення $\omega_a(\lambda)$ з розрахованими при аналізі поляризаційних спостережень спектральних значень $n_r(\lambda)$ і параметрів функції розподілу частинок за розміром при різних значень n_i , — знаходять спектральне значення $n_i(\lambda)$ аерозольних частинок.

3.1.6. Визначення середнього розміру частинки

Поряд з поляриметричним методом визначення розміру частинок існують ще й інші, але перед їх описом розглянемо термінологічне поняття «радіус частинки», оскільки його однозначно можна трактувати лише для сферичних частинок.

> Для визначення міри відхилення форми частинки від сферичної використовують поняття «коефіцієнт сферичності», яке означає відношення поверхні сфери, об'єм якої дорівнює об'єму несферичної частинки, до поверхні несферичної частинки (к_s). В усіх випадках к_s ≤ 1.

Так для октаедрів, кубів і тетраедрів його значення, відповідно, дорівнюють 0,846, 0,806 і 0,670. Для сильно витягнутих частинок в одному чи двох вимірах (наприклад сніжинки) цей коефіцієнт значно менший за одиницю.

Найчастіше для характеристики деякого усередненого розміру несферичної частинки користуються поняттями **еквівалентного** (r_e) і седиментаційного, або стоксового (r_s) радіусів.

> Під еквівалентним радіусом розуміють радіус сфери, об'єм якої дорівнює об'єму несферичної частинки, під седиментаційним – радіус такої сфери, стоксова швидкість осідання якої така сама, як і несферичної частинки.

> Величину r_e визначають при використанні масового методу, методу підвішеної частинки у вертикальному електричному полі та за допомогою оптичного чи електронного мікроскопів, а також методів, які ґрунтуються на аналізі розсіюючих властивостей частинок.

Часто використовують метод сита, до якого можна віднести й тіньовий метод (наприклад зменшення сигналу фотоприймача під час прольоту частинки в його полі зору), коли також оцінюється еквівалентне значення радіуса, але не за об'ємом частинки, а за ефективною площею її поперечного перерізу.

Спочатку розглянемо метод визначення стоксового радіуса частинки у випадку рівномірного прямолінійного руху сфер. Опір газового середовища руху частинок залежить від відношення їх радіуса до середньої довжини вільного пробігу молекул газу $l = (N\sigma_c)^{-1}$ (де N – концентрація газу, σ_c – ефективний переріз зіткнення). При (r/l) << 1 рух частинок має молекулярний характер, тому він не порушує максвелівського розподілу швидкості молекул ні за величиною, ні за напрямком і не створює в газі ніяких течій. Опір газу зумовлений тим, що в передню сторону частинки, яка рухається, вдаряється більша кількість молекул газу, ніж в зворотну, тому він пропорційний поперечному перерізу частинки, тобто квадрату її радіуса. Коли маса частинки значно більша маси молекули M_o , то вираз для сили опору F_m має вигляд

$$F_m = -\frac{4}{3}\pi\zeta N_0 M_g V_T r^2 V_s, \qquad (3.53)$$

де V_s – швидкість руху частинки, ζ – коефіцієнт, що визначається механізмом відбивання молекули від поверхні частинки. При дзеркальному відбиванні $\zeta = 1$, при дифузному розсіянні, коли зберігається абсолютна швидкість молекул, $\zeta = 1,442$; а коли швидкість молекули змінюється відповідно до

температури частинки – то ζ = 1,939. Оскільки коефіцієнт динамічної в'язкості η_d має вигляд

$$\eta_d = N_g M_g V_T l \cong (3M_g kT)^{1/2} / \sigma_c, \qquad (3.54)$$

то вираз (3.94) набуде вигляду

$$F_m = -\frac{6\pi\eta_d r^2 V}{(A+Q) l} \cdot$$
(3.55)

Для згаданих вище механізмів відбивання молекул сума *A*+*Q* має значення, відповідно, 1,175, 1,091, 1,131. При врахуванні зіткнення молекул для коефіцієнта динамічної в'язкості запропоновано точніший вираз

$$\eta_d = N_g M_g V_T l / \Omega \left(T^* \right), \tag{3.56}$$

де $\Omega(T^*) = 1,157$ $(T^*)^{-0,1472}$ – інтеграл зіткнень, $T^* = kT/\varepsilon$, де ε/k – параметр потенціалу Ленарда - Джонса, який для CO₂ дорівнює 195,2 К.

Якщо r >> l і при виконанні таких умов: 1) середовище є нестисливим і має нескінченну протяжність; 2) швидкість руху стала і нескінченно мала; 3) частинки є твердими і на їхній поверхні відсутнє ковзання, – опір середовища руху частинки описується формулою Стокса

$$F_m = -6\pi\eta_d r V_s. \tag{3.57}$$

При осіданні частинки під дією сили тяжіння на неї діє сила

$$F = 4\pi r^3 g(\gamma_{\alpha} - \gamma_{g})/3 \cong 4\pi r^3 g \gamma_{\alpha}.$$
(3.58)

При відсутності будь-яких додаткових сил, сили визначені формулами (3.57) і (3.58) врівноважаться:

$$F_m + F = -6\pi\eta_d r V_s + 4\pi r^3 g \gamma_{\alpha} = 0.$$
(3.59)

Таким чином вираз для швидкості стоксового осідання частинок має вигляд
$$V_s = \frac{2}{9} \frac{r^2 g \gamma_\alpha}{\eta_d} = g \tau', \qquad (3.60)$$

де $\tau' = 2r^2 \gamma_g / 9\eta_d$ – величина, яка має розмірність часу і *називається часом релаксації частинок*. Формула Стокса справедлива для нескінченно малої швидкості руху, тому її можна вважати лише першим наближенням.

Другим наближенням є формула Осеєна

$$F_m = -6\pi\eta_d r V \left(1 + \frac{3rV\gamma_g}{8\eta_d} \right) = -6\pi\eta_d r V \left(1 + \frac{3}{16} \operatorname{Re} \right), \tag{3.61}$$

де Re – число Рейнольдса, яке характеризує рух частинки і визначається за формулою:

$$\operatorname{Re} = -2r\gamma_{e}V/\eta_{d}.$$
(3.62)

Якщо на поверхні частинки існує ковзання, тобто на межі поверхні частинки відбувається стрибок швидкості, то

$$F_m = -6\pi \eta_d r V / (1 + Al / r), \qquad (3.63)$$

$$V_{s} = \frac{2}{9} \frac{r^{2} g \gamma_{a}}{\eta_{d}} (1 + Al/r) \cdot$$
(3.64)

Практично для всіх рідких частинок сферичної форми і для дуже гладеньких твердих частинок A = 0,86, для шорстких — 0,70. Для перехідної області розміру частинок існує емпіричний вираз для сили опору

$$F_m = -6\pi\eta_d r V [1 + (A + Q \exp[-br/l]) l/r]^{-1}.$$
(3.65)

Тоді

$$V_{s} = \frac{2}{9} \frac{r^{2} g \gamma_{a}}{\eta_{d}} [1 + (A + Q \exp[-br/l]) l/r].$$
(3.66)

Для масляних крапель A = 0,864, Q = 0,29, b = 1,25; для крапель водного розчину BaHgJ₄-A = 0,879, Q = 0,23, b = 2,61; для скляних частинок сферичної форми – A = 0,77, Q = 0,40, b = 1,62.

$$B = [1 + (A + Q\exp[-br/l])l/r]/6\pi\eta_d r$$
(3.67)

називають рухливістю частинки.

Значення V_s залежить від висоти знаходження частинки над підстилаючою поверхнею, або над умовно вибраним реперним рівнем в атмосфері тому що довжина вільного пробігу і коефіцієнт динамічної в'язкості змінюються з висотою за формулами

$$l(h) = l(0)[p(0)T]/[pT(0)], \qquad (3.68)$$

та

 $\eta_d(h) = \eta_d(0) [T(h)/T(0)]^{1/2}.$ (3.69)

Що стосується несферичних частинок, то найліпше вивчено рух різних еліпсоїдів і циліндрів з нескінченно великим відношенням довжини до поперечника. Характерною властивістю руху несферичних частинок є те, що його напрямок становить деякий кут з напрямком опору середовища. При Re = 0,05÷0,1 витягнуті частинки намагаються прийняти таке положення, за якого опір середовища буде максимальним. Орієнтація частинок збільшується при збільшенні числа Рейнольдса і вже при значенні останнього в кілька десятків – орієнтація стає повною. Зрозуміло, що при збільшенні ступеня орієнтації частинок їх рухливість зменшується. Оскільки форма атмосферного аерозолю у більшості випадків невідома, то тут також вимушені припускати сферичну форму.

З виразів (3.58-3.60) випливає, що швидкість осідання частинок зменшуватиметься зі зменшенням висоти в атмосфері, внаслідок цього час осідання частинки радіусом r з висоти h до рівня поверхні визначатиметься виразом

$$t_{s}(r) = \int_{h}^{0} dh / V_{s}(r,h) \,. \tag{3.70}$$

Оскільки реальні аерозолі складають деякі полідисперсні системи, то під дією сили тяжіння найшвидше осядуть найбільші частинки, наприкінці – найдрібніші; тому визначення середнього значення розміру частинки за швидкістю їх осідання на практиці дасть інформацію про розмір найдрібнішої фракції полідисперсної системи. Якщо ж врахувати, що умова статичної атмосфери практично нездійсненна, то отримані значення будуть дещо заниженні і причиною цього є конвективне і турбулентне перемішування в атмосфері.

У спокійній атмосфері всі частинки радіусом r осядуть протягом часу t(r). Для монодисперсного аерозолю спостерігатиметься поступове зниження верхньої межі аерозольного шару, який постійно матиме чітко виражену межу; для полідисперсної системи внаслідок швидшого осідання великих частинок межа з часом розмиватиметься.

Для планет із сильно розвинутим рельєфом значну роль (щоправда лише в локальному масштабі) відіграє конвекція. При наявності потужної конвекції, коли середня швидкість конвективних потоків значно перевищує значення V_s , концентрація частинок змінюватиметься з часом згідно виразу

$$N(r,t) = N(r,0)\exp[-t/t_{s}(r)]$$
(3.71)

і час повного очищення сильно конвективної атмосфери може на порядок перевищувати значення *t*_s.

Для полідисперсного аерозолю зміна концентрації частинок з часом відбуватиметься за законом

$$N(t) = \int_{0}^{\infty} N(r, 0) \exp[-t/t_{s}(r)] dr$$
 (3.72)

Спокійна атмосфера, або припущення щодо ламінарних рухів у ній, є нездійсненною ідеалізацією тому що реальні атмосфери завжди турбулентні; саме по цій причині окремі елементи об'єму, в яких можуть бути й завислі частинки, здійснюють рухи в хаотичних напрямках. Перехід від ламінарного до турбулентного руху визначається числом Рейнольдса, у виразі для якого характерний (3.62)розмір частинки замінено на масштаб руху (перемішування). При малих значеннях Re рух буде ламінарним, але коли воно стає більшими від деякого критичного значення Re_{ко}, рух ставатиме турбулентним і ступінь турбулентності характеризується коефіцієнтом турбулентності

$$\mathbf{D}_{t} = -\mathbf{Q}_{t} [\gamma_{e} \mathbf{c}_{n} (\partial T / \partial \mathbf{h} + \mathbf{g} / \mathbf{c}_{n})]^{-1}, \qquad (3.73)$$

де Q_t – турбулентний потік тепла у вертикальному напрямку, $\partial T/\partial h$ – вертикальний градієнт температури, c_p – питома теплоємність за постійного тиску. Загалом D_t визначається турбулентним і молекулярним теплообміном,

переносом променевої енергії, фазовими переходами конденсатів в атмосфері і переходом кінетичної енергії руху в тепловий під впливом конвективного і турбулентного перемішування. Значення коефіцієнта турбулентності і характерного масштабу руху змінюються зі зміною планетоцентричної широти (з максимумом у приекваторіальній частині диска) та висоти над рівнем поверхні. Висотну залежність $D_t(h)$ задовільно описує вираз

$$D_t(h) = D_t(0)[N(0)/N(h)]^{1/2}.$$
(3.74)

Тут N(0) і N(h) – концентрація молекул на відповідному рівні в атмосфері. Під дією турбулентного перемішування встановлюється стаціонарний розподіл частинок по висоті

$$N(h) = \int_{0}^{\infty} N(r, 0) \left\{ \exp\left[-\int_{0}^{h} dh / H_{a}(r, h) \right] \right\} dr, \qquad (3.75a)$$

де $H_a(r,h)$ – шкала висоти аерозольної складової, яку визначають за формулою

$$H_{a}(r,h) = D_{t}(h)/V_{s}(r,h).$$
 (3.756)

У деяких роботах таке ж позначення має шкала висоти газоаерозольного середовища

$$1/H_{a}(r,h) = [1/H_{a}(h)] + [V_{s}(r,h)/D_{t}(h)].$$
(3.75b)

Розглядаючи проблему аерозолю не можна не звернути увагу на коагуляцію частинок, тобто на їх злипання при зіткненні; це зумовлює збільшення діаметра частинок і зменшення їх кількості. Завдяки броунівському руху безперервно відбувається зближення частинок, унаслідок чого вони стикаються (має місце теплова коагуляція). На цей хаотичний рух може накладатись впорядкований рух частинок одна до іншої під дією гравітаційних (гравітаційна, або кінематична коагуляція), гідродинамічних, електричних та інших сил. Уперше теорію теплової коагуляції було розроблено в 1916 р. М. Смолуховським, згідно з якою основне рівняння коагуляції має такий вигляд у диференціальній формі

- 185 -

$$dn/dt = -K_0'n^2, (3.76)$$

або в інтегральній формі

$$n = n_0 / (1 + K'_0 n_0 t), \qquad (3.77)$$

де n_0 – початкова концентрація частинок, B – рухливість частинки, K_0 – стала коагуляції рівна

$$K_0 = 8rkTB. \tag{3.78}$$

Для високодисперсного аерозолю слід врахувати зміну концентрації біля поверхні поглинальної сфери, що аналогічно зміні концентрації пари біля поверхні краплини, яка випаровується. Це приводить до зміни сталої коагуляції

$$K' = K_0 \beta, \tag{3.79}$$

де

$$\beta \cong \left[\frac{2r}{2r+s} + 1, 1(l_B/r)\right]^{-1}, \qquad (3.80)$$

s – радіус сфери дії частинок одна на іншу,

$$l_B = V'\tau', \tag{3.81}$$

V'– середня швидкість теплового руху частинок, τ' – час релаксації частинки. З'ясовано, що максимальне значення сталої теплової коагуляції K припадає на частинки з радіусом близьким до 10⁻⁶ см. Взагалі вона мало реагує на зміну розміру частинки (так $K = 5,2 \cdot 10^{-10}$ см³/с для радіуса частинки 10⁻⁵ см і $K = 2,97 \cdot 10^{-10}$ см³/с для радіуса частинки 10⁻³ см). При коагуляції полідисперсного аерозолю стала коагуляції двох частинок наприклад з радіусами r_1 і r_2 має вигляд

$$K'(r_1, r_2) = 2\pi k T(r_1 + r_2)(B_1 + B_2)\beta'', \qquad (3.82)$$

де

$$\beta'' = \left[\frac{2(r_1 + r_2)}{2(r_1 + r_2) + s'} + \frac{4kT(B_1 + B_2)}{V_r'(r_1 + r_2)}\right]^{-1},$$
(3.83)

$$s_r = (s_1^2 + s_2^2)^{1/2}, V_r' = [(V_1')^2 + (V_2')^2]^{1/2}.$$

Узагалі стала коагуляції полідисперсного аерозолю має вигляд

$$K' = \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{\infty} K'(r_1, r_2) N(r_1, t) N(r_2, t) dr_1 dr_2, \qquad (3.84)$$

де N(r, t) – функція розподілу частинок за розміром. Внаслідок осідання частинок під дією сили тяжіння в планетній атмосфері слід враховувати ще й ефекти зміну концентрації частинок з висотою і зміну параметрів функції їх розподілу за розміром. Якщо відома спектральна залежність ефективності розсіяння чи розсіювальної складової оптичної товщини, то за нехтування спектральною залежністю показника заломлення розмір частинок визначають за показаній на рис. 1.9 залежністю. Недоліком цього методу є те, що він придатний лише для відносно дрібного (з радіусом менше 1-1,5 мкм) і суто розсіювального аерозолю тому що для більших частинок значення об'ємного коефіцієнта розсіяння не залежить від довжини хвилі, а для поглинальних частинок залежність коефіцієнта ослаблення від r не тотожна залежності від довжини хвилі.

3.2. Методи визначення фізичних характеристик і топографії поверхневого шару

3.2.1 Методи визначення небесно-механічних характеристик

Однією із задач вивчення тіл Сонячної системи (наприклад астероїдів) є встановлення їх розміру, форми, напрямку обертання і координат полюса осі обертання. *Розмір тіла визначається прямим і опосередкованим методами*. До прямого відноситься визначення за кутовим розміром його зображення у фокальній площині телескопа. Мінімальний розміри тут обмежуються кутовою роздільною здатністю телескопа, яка згідно Релею визначається виразом

$$\Delta \psi = 1,22(\lambda/D) \text{ pagian}, \tag{3.85}$$

і розглянутим вище турбулентним розмиттям зображення земною атмосферою; D – діаметр дзеркала телескопа. Іншими є вже згадуваний метод спеклінтерферометрії і традиційної інтерферометрії. Останній полягає в тому, що якщо перед об'єктивом телескопа поставити екран з двома рознесеними на відповідну відстань отворами, то при спостереженнях точкового об'єкта у фокальній площині буде спостерігатись інтерференційна картина у вигляді світлих і темних смуг, для небесних тіл конечного розміру в залежності від їх розміру і відстані між отворами вона ставатиме менш чіткою, а то й повністю щезне. Встановлено, що останнє наступає тоді, коли об'єкт, наприклад, з кутовим розміром 0,1" розглядається через отвори, які рознесені на відстань 1 м, а 0,01" – на 10 м. На практиці замість отворів використовується два і більше телескопів, які рознесені на відстань 1 метод знайшов широке використання в радіоастрономії для визначення розміру зірок.

Наступним є метод, який базується на спостереженні покриття зірок астероїдами. За інтервалом часу Δt між початком і кінцем затемнення, тоді коли спостерігач знаходиться на лінії, що проходить через центр диску астероїда і зорю, можна визначити розмір астероїда. При відхиленні від цієї лінії тінь астероїда деформується і при переміщені зорі й астероїда вздовж земної поверхні тінь неперервно мінятиме свої обриси; але цей ефект можна врахувати при обробці спостережень. В реальній реалізації цього методу практикуються спостереження групою спостерігачів в різних місцях середини обрахованої смуги затемнення (бажано поперек неї), завдяки чому отримуватимуться різні хорди тіні. При наявності двох хорд розмір астероїда можна отримати лише в допущені його сферичної форми, а при трьох та більше – можна отримати і розмір та ще й форму астероїда.

До опосередкованих відносяться методи, які вимагають інформацію про відбивну здатність цих тіл. Одним з них є метод, який базується на даних про значення абсолютної зоряної величини

$$m(\alpha,\lambda) = -\ln[R^2 A(\alpha,\lambda) E_0(\lambda)], \qquad (3.86)$$

де $A(\alpha,\lambda)$ – спектральне значення видимого альбедо, $E_0(\lambda)$ – спектральне значення сонячної сталої. Дані про $A(\alpha,\lambda)$ можна отримати поляриметричним методом, в основу якого покладено емпіричні співвідношеннями між відбивною здатністю і нахилом гілки додатної поляризації до координати фазового кута (1.226), або по найбільшому значенню від'ємної поляризації

$$lgA_{v} = -1,31 \ lgP_{\min} - 0,9 \pm 0,1, \tag{3.87}$$

Але необхідно пам'ятати, що тут можна зіткнутися з надзвичайно великими похибками. Наприклад, визначене за виразом (1.220) альбедо диска

Марса приблизно у 2 рази менше реального. Ще гірша ситуація з виразом (3.87). Наприклад, Р_{тіп} (Р_{тіп} – максимальне значення Р гілки від'ємної поляризації) для деталей місячної поверхні практично не залежить від λ , внаслідок чого і їх відбивна здатність не мала б показувати спектральної залежності, тоді як у дійсності має місце зміна майже в 4 рази.

Після початку активних спостережень в тепловій ділянці спектра Д. Ален запропонував так званий **радіаційний (тепловий) метод**, який базується на даних про зоряну величину астероїда у візуальних променях і в тепловій ділянці спектра (найкраще на ефективній довжині хвиль 10 і 20 мкм). Його ідея полягає в тому, що зоряна величина астероїда в тепловій ділянці спектра визначається згідно виразу

$$m(\alpha,\lambda) = -\ln[R^2B(T,\lambda)\delta'(\lambda)], \qquad (3.88)$$

де B(T, λ) – функція Планка для чорнотільного випромінювання (1.227), $\delta'(\lambda)$ – міра сірості, яка розраховується за ефективною температурою. Оскільки остання визначається з прирівняння виразів (1.223б) і (1.222)

$$E_{o}(1-A_{i})/4R'^{2} = \delta'\sigma T_{e}^{4}n^{2}, \qquad (3.89)$$

де A_i – болометричне альбедо, E_0 – сонячна стала, то в кінечному результаті зоряна величина в тепловій ділянці спектра залежить не від альбедо, а від значення (1 - A_i). На практиці A_i замінюють на A_s у системі V. Інколи враховується ще й розподіл температури по диску, наприклад, у такому вигляді

$$T(L,\psi) = T_{max}(\cos L \cos \psi)^{0.25}.$$
(3.90)

Слабким місцем теплового методу є те, що для переходу від A_s до A_g необхідно знати фазовий інтеграл q значення якого для різних безатмосферних тіл змінюєтьс у 2-2,5 рази.

Період обертання Р ТСС навколо осі визначається за спостережними даними про зміну їх блиску в часі, які приписуються формі тіла чи оптичній неоднорідності диска, хоча найімовірнішою є сумісна дія обох факторів. Крім суто графічного підходу зараз це робиться ще й апроксимуванням кривої блиску рядом Фур'є

$$m(\alpha, t) = m(\alpha) + \sum [A_i \sin(2\pi i/P)(t - t_0) + B_i \cos(2\pi i/P)(t - t_0)], \quad (3.91)$$

де $m(\alpha)$ – середнє значення зоряної величини при фазовому куті α , t_0 – нульпункт часу, який береться поблизу середини інтервалу спостережень, A_i і B_i – коефіцієнти Фур'є. Напрямок обертання астероїда визначається за спостережними даними про епохи одних і тих же екстремумів кривих блиску, які спостерігаються на різній екліптичній довготі в одне, чи в два протистояння при відомих значеннях Р. Ідея полягає в тому, що при зміні положення тіла відносно Землі під час спостереження, наприклад, в різні протистояння на інтервалі часу Δt між спостереженнями однієї й тієї ж деталі кривої блиску буде вкладатися число циклів N, яке відрізнятиметься від цілого числа на величину $\Delta L/360$; тут ΔL – кут, який характеризує зміну напрямку променя зору між спостереженнями та який рівний зміні довготи Землі в системі координат, наприклад, астероїда, тобто приблизно рівний різниці екліптичних довгот астероїда $\Delta \lambda$ між двома моментами спостережень тоді, коли вісь обертання астероїда не сильно відрізняється від перпендикуляра до площини екліптики. Знак поправки $\Delta \lambda/360$ у виразі

$$(\Delta t/P_{sid}) = N \pm (\Delta \lambda/360) \tag{3.92}$$

визначає напрямок руху: знак плюс приписують прямому руху, мінус – зворотному; тут P_{sid} – сидеричний період обертання астероїда.

Після оцінки величини $\Delta\lambda/360$ в допущені прямого і зворотного руху можна визначити два значення числа циклів між моментами спостережень. Дійсному напрямку обертання відповідатиме близька до цілого числа величина N. Оскільки $\Delta t/N$ є видимим (синодичним) періодом обертання на інтервалі Δt , то перехід від сидеричного до синодичного періодів можна здійснити за виразом

$$\mathbf{P}_{\rm syn} = \mathbf{P}_{\rm sid} [1 \pm (\Delta \lambda / \Delta t) (\mathbf{P}_{\rm sid} / 360], \qquad (3.93)$$

у якому знак плюс і мінус визначається напрямком руху. В дійсності вісь обертання може бути довільно орієнтованою, а нахил орбіти до екліптики не рівний нулю. А тому доцільно аналізувати залежність синодичного періоду від швидкості кутового руху астероїда по небесній сфері $\Delta \Phi / \Delta t$ згідно виразу

$$\Delta \Phi = \sin(\lambda_i - \lambda_1) \arccos\{\sin\beta_i \sin\beta_1 + \cos\beta_i \cos\beta_1 \cos(\lambda_i - \lambda_1)\}$$
(3.94)

де λ_1 , β_1 та λ_i , β_i – відповідно початкові та поточні екліптичні координати астероїда. Орієнтація осі обертання також базується на відмінності кривих блиску в різні періоди спостережень (так звані епохи). Зараз використовується в основному два методи: фотометричної астрометрії, або Е-метод та АМ-метод (amplitude-magnitude method). Е-метод дозволяє одночасно визначати координати полюса, значення P_{sid} і напрямок обертання. Його основне рівняння має вигляд

$$(\Delta t_c / P_{sid}) - N - q \{ (\Delta L_B / 360) + \Delta n \} = 0, \qquad (3.95)$$

де Δt_c – інтервал часу між двома епохами одного й того ж екстремуму кривої блиску виправленого за світовий проміжок, N – ціле число синодичних циклів обертання на цьому інтервалі, ΔL_B – зміна довготи точки під бісектрисою фазового кута астероїда в планетографічній системі координат, Δn – корекція числа циклів за повні оберти астероїда навколо Сонця на інтервалі Δt_c , q = +1 для прямого обертання, q = -1 для зворотного обертання. Оскільки істинне P_{sid} не має залежати від інтервалу, на якому він визначається, то при заданому напрямку обертання знаходять такі координати полюса, при яких розкид оцінок P_{sid} на різних Δt_c буде мінімальним. Перевага цього метода в тому, що в ньому не суттєвою є форма та оптична неоднорідність диска.

В основу **АМ-метода** покладено аналіз змін амплітуди кривої блиску (А) та зоряної величини астероїда в її максимумі з кутом між віссю обертання і променем зору ψ (кут аспекту), який визначається згідно до виразу

$$\cos \psi = \sin\beta \sin\beta_0 + \cos\beta \cos\beta_0 \cos(\lambda - \lambda_0). \tag{3.96}$$

Тут приймається, що диск є оптично однорідним і має еліпсоїдальну форму. Так, для тривісного астероїда з півосями a > b > c

$$A(\psi) = 1,25lg\{[(b/c)^{2}\cos^{2}\psi + \sin^{2}\psi]/[(b/c)2\cos^{2}\psi + (b/a)2\sin^{2}\psi]\} = \beta_{A}\alpha, \qquad (3.97a)$$

де β_A – зміна амплітуди при зміні фазового кута α на 1°. Амплітуда має максимальне значення при ψ = 90° (так званий екваторіальний аспект) при відношенні осей

$$A(90^{\circ}) = A_{max} = -2,51g(b/a)$$
(3.976)

Відмінність зоряних величин в аспектах ψ_1 та ψ_2 становить

$$V_{0}(\psi_{1}) - V_{0}(\psi_{2}) = 1,251g\{[b^{2}cos^{2}\psi_{2} + c^{2}sin^{2}\psi_{2}]/[b^{2}cos^{2}\psi_{1} + c^{2}cos^{2}\psi_{1}]\},$$
 (3.98a)

а тому для екваторіального ($\psi = 90^\circ$) і полярного ($\psi = 0^\circ$) аспектів

$$V_0(90^\circ) - V_0(0) = -2,51g(c/b)$$
 (3.986)

На практиці процедура визначення відношення півосей і координат полюса зводиться до мінімізації відхилення їх значень обрахованих за виразами (3.95) і (3.97). Поруч з суто геометричними доцільно враховувати відмінності законів розподілу відбивної здатності по диску у різних тіл.

Зараз існують методи, які дозволяють виявляти і грубо картувати топографічні деталі дисків надзвичайно малого кутового розміру. Вони базуються на аналізі даних про зміну їх кольору, ступеня поляризації і профілю смуг поглинання з обертанням. Непогані результати дають методи аналізу часових рядів кривих блиску і спеклінтерферометрії. В першому поступовим виключенням коефіцієнтів, відповідно до зменшення їх амплітуди, добиваються зведення спостережної «рваної» кривої блиску до практично гладкої, а кількість і амплітуда виокремлених коефіцієнтів означають число і розмір оптичних неоднорідностей. У другому методі окремі спекли, просторові роздільні здатності яких обмежені лише роздільною здатністю оптики телескопа, дозволяють реєструвати окремі альбедні деталі.

3.2.2. Методи визначення фізичних і мінералогічних характеристик поверхні

Тут найефективнішим є аналіз спектрофотометричних даних, який умовно можна розділити на аналіз показників кольору і смуг поглинання різних мінералів. Оскільки *теорія формування поля дифузно відбитого шершавими поверхнями випромінювання практично відсутня,* то всі ці висновки робляться порівнянням спостережних даних при дослідженні окремих мінералів, що робить цей аналіз суто якісним. Подібно до формування поглинальних властивостей планетних атмосфер тут також суттєву роль як на показники кольору так і на інтенсивність смуг поглинання суттєво впливають розмір мікронерівностей і багаторазове розсіювання в поверхневому шарі. Тому тут також однозначність може підвищитись, якщо аналізувати дані не спектрофотометрії, а спектрополяриметрії, тобто добуток Р($\mu_{0,\mu},\alpha,\lambda$), $\rho(\mu_{0,\mu},\alpha,\lambda)$, значення якого визначається, в основному, одноразовим розсіянням.

Дещо достовірнішими щодо визначення деяких інших фізичних характеристик поверхневих шарів є аналіз їх теплових властивостей. Історично так склалося, що розробку теоретичних основ такого аналізу прив'язували до спостережних даних для Місяця. Одними з перших це зробили А. Веселінк і Дж. Єгер, які розв'язання рівняння теплопровідності (1.233) вели в моделі плоскої та однорідної (тобто коли параметри, які характеризують теплові властивості грунту не залежать від глибини, а значить і від температури) поверхні при граничних умовах, які є різними для місячних затемнень і протягом лунації.

1. Період повного затемнення Місяця

$$\begin{aligned} \mathbf{k}'(\partial T/\partial z) &= \delta' \sigma (T^4 - T_o^4 \mathbf{f}(t)), \quad 0 < t < t_o, \\ \mathbf{k}'(\partial T/\partial z) &= \delta' \sigma T^4, \quad t > t_o, \end{aligned} \tag{3.99a}$$

за початкової умови $T = T_o$. Тут $f(t) - функція, яка визначається за даними про хід затемнення, <math>t_o - час$ настання повного затемнення, z - глибина в см.

2. Протягом лунації

$$\begin{aligned} \mathbf{k}'(\partial T/\partial z) &= \delta' \sigma T^4 - \mathbf{B}' \cos \psi \cos [(2\pi t/\mathbf{P}) - \mathbf{L}], \quad \left| t \right| < \mathbf{P}/4, \\ \mathbf{k}'(\partial T/\partial z) &= \delta' \sigma T^4, \quad \mathbf{P}/4 < t < 3\mathbf{P}/4. \end{aligned}$$
(3.100a)
(3.1006)

Тут Т – температура в точці з координатами ψ , L; P – період обертання Місяця навколо Землі (синодичний місяць). Радіоспостереження спонукали розробку методів розв'язання рівняння теплопровідності з урахуванням специфіки радіоспостережень, особливо ефекту діаграми направленості радіотелескопа. В першу чергу враховувалось те, що радіотелескопи є поляризаційно чутливими, тому δ' визначається відповідними формулами Френеля для перпендикулярної (1 - R_r) і паралельної (1 - R_l) складових випромінювання, а розв'язок слід вести числовими методами і зображати його у вигляді ряду Фур'є

$$T(\psi, L, t) = T_{o}(\psi) + \sum T_{n}(\psi)\cos(2\pi nt/P - nL - L_{n}), \qquad (3.101a)$$

де L_n – фазовий зсув для кожної гармоніки. Зміна температури з глибиною, яка монотонно зменшується і наближується до її постійного значення $T_o(\psi)$, відповідає формулі

$$T(z,\psi,L,t) = T_o(\psi) + \sum T_n(\psi)exp(-z_n)cos(2\pi nt/P - nL - L_n - z_n). \quad (3.1016)$$

Кожна гармоніка затухає в е разів на глибині

$$z_n = (n\pi\gamma c'/k'P)^{-1,2} = L_{T,n}.$$
 (3.102)

Як видно, кожна наступна гармоніка затухає швидше попередньої і має меншу амплітуду і менший фазовий зсув, а на глибіні $z > 3z_n$ вже не проявляється взагалі. Вираз для визначення яскравісної температури T_s для діелекрика був записаний у вигляді

$$T_{\mathfrak{g}}(\psi, L, t) = \delta' \{ T_{o}(\psi) + \sum T_{n}(\psi)(1 + 2\delta_{n} \cos i' [1 + \delta_{n} \cos i])^{-1/2} \times \cos(2\pi n t/P - nL - L_{n} - \zeta_{n}) \}, \qquad (3.103)$$

де

$$\zeta_{n} = \arctan[\delta_{n} \cos i'/(1 + \cos i'), \qquad (3.104)$$

запізнювання фази інтенсивності радіовипромінювання відносно фази нагрівання,

$$\delta_n = L_e/L_{T,n} = 1/\kappa = z_e/z_o,$$
 (3.105a)

відношення

$$\delta_{\rm n}/\lambda = m \tag{3.1056}$$

називається параметром Гріна, для визначення якого використовують або відношення інтегральної (усередненої по диску) сталої складової радіояскравісної температури T_{s} до амплітуди першої гармоніки її зміни T_{s1} за сонячну добу, або величину запізнення по фазі (3.105а) максимуму першої гармоніки ξ_1 ; довжина шляху, на якому електромагнітна хвиля ослабляється в *е* разів і визначається глибиною проникнення електричного поля в середовищі знаходиться по формулі

$$L_{\rm e} = 1/\kappa = \lambda / [2\pi(\varepsilon')^{1/2} tg\Delta \qquad (3.106)$$

де к – коефіцієнт поглинання радіохвиль, тангенс втрат визначається із виразу

$$tg\Delta = 2\sigma_e \lambda/\epsilon' c' , \qquad (3.107)$$

і – кут падіння променя, який він утворює з нормаллю до поверхні при виході з середовища, тобто із зовнішньої її сторони поверхневого шару, σ_e – коефіцієнт електропровідності (провідності) в см·м⁻¹. Це означає, що на глибині x = 3L_e змінна складова температури повністю відсутня а сама температура є сталою; значення δ' визначається виразом (3.99б). Для центра диску вираз (3.103) набуває вигляду

$$T_{s}(0,0,t) = \delta' \{ T_{o}(0) + \sum T_{n}(0)(1 + 2\delta_{n} + 2\delta_{n}^{2}) \right)^{-1/2} \cos(2\pi n t/P - n - L_{n} - \zeta_{n}) \},$$
(3.108)

Оскільки більш високі гармоніки затухають швидше то для фазової залежності радіовипромінювання інтегрального диска у виразі (3.103) часто

обмежуються лише першою гармонікою, тому це рівняння спрощується до такого вигляду

$$T_{s}(\alpha) \approx T_{so} + T_{s1}\cos(2\pi t/P - \xi_{1}).$$
 (3.109)

Момент часу t = 0 відповідає повному Місяцю. Що стосується спектральної залежності яскравісної температури то було запропоновано її розраховувати згідно з виразом

$$T_{\mathfrak{g}}(\lambda) = \delta' \int_{-\infty}^{0} T(z) \kappa(\lambda) \exp[-z\kappa(\lambda)/\cos i'] (dz/\cos i'), \qquad (3.110)$$

де T(z) – зміна кінетичної температури ґрунту з глибиною z, κ(λ) – спектральний коефіцієнт поглинання радіохвиль в ґрунті.

Очевидно, що порівняння спостережного і модельно розрахованого розподілів температури по диску, з кутом фази і протягом періоду затемнення дозволяє оцінювати фізичні характеристики ґрунту. Але найчастіше таке порівняння використовується для визначення величини коефіцієнта теплової інерції К, а вже за ними і густину ґрунту. Саме з метою виконання таких оцінок В. Кротиков провів вимірювання діелектричної проникливості і тангенса діелектричних втрат для земних порід в діапазоні довжини хвиль 0,8-10 см. Виявилось, що величина tg Δ в межах похибок визначення не залежить від довжини хвилі, а значення tg Δ/γ та $[(\epsilon')^{1/2}-1]/\gamma$ інваріантні щодо значення густини γ . Для силікатних зневоднених порід він має вигляд

$$\gamma = [(\varepsilon')^{1/2} - 1]/a, \tag{3.111}$$

і називається формулою Кротикова. Значення параметра «а» знаходиться в межах 0,45-0,6, в середньому а = 0,5.

Дещо пізніші вимірювання різних земних порід і мінералів у твердому і порошкоподібному станах на довжині хвиль 0,86 і 61 см, похибка визначення є' яких становила 3% а tg $\Delta = \pm 5 \cdot 10^{-4}$, показали, що для твердих порід спостерігався більший розкид цих значень ніж для порошків. Крім незначної залежності в значенні є' від вмісту окислу кремнію помітної залежності між є' і типом твердої породи не було виявлено. Для порошкоподібних порід зміни цих властивостей ще менші, але вони суттєво залежать від густини.

Це підтвердило правомірність використання виразу (3.111) для аналізу спостережних даних. Крім того, було виявлено, що значення є' слабо залежать від температури, тоді як tg Δ – дещо сильніше, а сама ця залежність на довжині хвилі 61 см більша, ніж на 0,86 см. Як вже говорилось, рівняння теплопровідності було записане для випадку, коли коефіцієнти

теплопровідності і питомої теплоємкості не залежать від температури. В дійсності для порошкоподібних ґрунтів є підстави стверджувати зворотне. Тому ще в кінці 1950-х років Р. Мансі при записі подібного рівняння зробив спробу врахувати залежність цих коефіцієнтів від температури і запропонував наступну модифікацію рівняння теплопровідності

 $(\partial (T^2)/\partial t) = (k'/\gamma c')(\partial 2(T^2)/\partial^2 z).$ (3.112)

Виявилось, що аналіз одних і тих же спостережних даних про розподіл температури по диску Місяця в цій моделі дає приблизно в 3 рази більше значення параметра К.

Нарешті відзначимо, що для «гладких» безатмосферних небесних тіл теплове випромінювання після проходження поверхневого шару стає поляризованим згідно формул Френеля. Ступінь поляризації є нульовою в центрі диска і збільшується при підході до його краю. Для шершавих поверхонь (першочергово внаслідок хаотичної орієнтації нерівностей і кутів їх нахилів) буде мати місце деполяризація, тому в граничному випадку випромінювання може стати й неполяризованим. Оскільки нерівності першочергово проявляються на коротшій довжині хвиль, то аналіз даних про зміну ступеня деполяризації інтенсивності теплового випромінювання в широкому інтервалі довжини хвиль дозволяє наближено визначити розмір цих нерівностей.

Для інтегрального диска, подібно до планет з потужними атмосферами, спостережне випромінювання буде неполяризованим лише за умови сферичної симетрії. Але за її порушення (наприклад несферичне небесне тіло, або коли полярні та екваторіальні райони мають різні теплові властивості) випромінювання інтегрального диска небесного тіла також може бути лінійно поляризованим.

Таким чином аналіз теплових властивостей дозволяє наближено визначити деякі фізичні характеристики, які можуть вказувати на імовірний мінералогічний склад поверхневого шару. Крім того, аналіз спостережних даних в широкому інтервалі довжини хвиль дозволяє зробити уявлення про можливу зміну густини поверхневого шару з глибиною.

Якщо розглянуті вище методи є пасивними і спостерігач ніяк не може вплинути на хід експерименту, то радіолокаційні (РЛ) і лазерні експерименти можна віднести до активних. Їх стали активно розвивати в другій половині 20го ст.. Спочатку радіолокаційний метод спостережень використовувався лише для визначення відстані до досліджуваного об'єкта. Оскільки зараз можливості радіолокації значно розширені, то нижче зупинимось на його використанні.

3.2.3. Визначення фізичних характеристик за радіолокаційними спостереженнями

У даному випадку маємо справу із взаємодією випромінювання з шершавою поверхнею, а тому щодо них діють згадані умови (1.4). Подібно до теплового випромінювання, в радіодіапазоні коефіцієнт відбивання радіохвиль дзеркального вертикально однорідного поверхневого шару також обчислюється за формулами Френеля. Оскільки діелектрична проникливість може залежати від глибини z, то й коефіцієнт відбивання, який обчислюється за усередненим (ефективним) значенням діелектричної проникливості по глибині, буде залежати від характеру залежності є'(z). А тому навіть у випадку якщо $\varepsilon'(\lambda) = \text{const}$, коефіцієнт френелівського відбивання буде залежати від довжини хвилі. Порівняння дифузно відбитого сигналу з посланим дозволяє визначити час запізнення, доплерівське зміщення частоти, відбивну здатність, дисперсії часу запізнення і частоти, зміну стану поляризації. В радіолокації для характеристики потужності відбитого сигналу використовуються терміни ефективна площина розсіяння (відбивання), або ефективний переріз розсіяння (відбивання) ое, величина якого пов'язана з геометричними і фізичними властивостями планети виразом

$$\sigma_{\rm e} = gR_{\rm o}\pi r^2 = \sigma_{\rm e}'\pi r^2 \tag{3.113}$$

де д – так званий коефіцієнт спрямованості (діаграма зворотного **розсіяння**), величина якого визначається функцією розсіяння $F(i, \varepsilon, \phi)$ і ступенем шершавості поверхневого шару, R₀ – френелівський коефіцієнт відбивання (1.230), $r - радіус планети. При радіолокації з земної поверхні <math>i = \varepsilon$, тому з таких експериментів неможливо визначити функцію розсіювання і значення параметра д знаходять за даними теоретичного моделювання, або експериментального визначення статистичних властивостей вілбивної поверхні. Оскільки реальні поверхневі шари завжди є шершавими, то в радіодіапазоні мірою відхилення від умови дзеркальності також слугують вирази (1.4а) і (1.4б). Вважається, що хвильовий фронт відбитої радіохвилі суттєво не деформується до того моменту, поки розмір нерівностей не перевищує значення $\lambda/8$. У випадку гладкої поверхні відбивання є дзеркальним і величина g = 1. Шершаву поверхню, яка складається з хаотично орієнтованих дзеркально відбивних елементів досить великого розміру ($z_1 > 1$), називають квазідзеркальною і для її опису використовують статистичні підходи. При випадковому відхиленні нерівностей приймається, що реальна поверхня відрізняється від середньої так що відхилення висоти h від середнього рівня

характеризується нормальним розподілом з середньостатистичними відхиленням h_o і нахилом $\theta_{cp} = h_o/l_o$, де l_o – середньостатистичний горизонтальний розмір нерівності. Висотний і горизонтальний масштаб нерівності задаються автокореляційними функціями. У випадку **розподілу Гауса**

$$\rho(\mathbf{h}) = \exp[-(\mathbf{h}/\mathbf{l})^2], \qquad (3.114)$$

а значення д знаходиться з виразу

$$g = 1 + 2(\theta_{cp})^2)$$
(3.115)

У випадку експоненціального розподілу

$$\rho(h) = \exp[-(h_0/l)], \qquad (3.116)$$

значення g і С' знаходяться по формулах:

$$g = 1 + 2/C',$$
 (3.117)

$$C' = (kh_o)(h_o/l)$$
 (3.118)

Величини θ_{ср} і С' визначаються зі значення функцій розсіяння

$$F(i) \sim \exp[-0.5(tgi/\theta_{cp})^2]/(\cos i)^4$$
 (3.119)

та

$$F(i) = [\cos^4 i + 2C'\sin^2 i]^{-3/2}$$
(3.120)

Для поверхні, шершавість якої знаходиться в межах довжини хвилі та з ламбертівським розсіянням

$$F(i) = (\cos i)^2,$$
 (3.121)

а g = 8/3. В процесі обробки результатів РЛ експериментів відбитий сигнал найчастіше зображають сумою квазідзеркальної і дифузної (індекси «кд» і «д») функцій, а вираз для параметра д має вигляд

$$g = g_{\kappa \mu} f_{\kappa \mu} + g_{\mu} (1 - f_{3\mu}), \qquad (3.122)$$

де f_{33} — відношення площі ділянки диска з квазідзеркальним відбиванням до загальної площі. Нагадаємо, що до квазідзеркального відбивання відносять ділянки з настільки малим проявом шершавості, що для них параметр g = 1, або дуже близький до одиниці; до дифузного відбивання відносять ділянки, для яких функція відбивання описується виразом (3.122). На відміну від радіолокації перпендикулярно розташованого до радіопроменя плоского предмета, коли відбитий промінь повертається через час t = R/c (R – відстань від радіолокатора до предмета, с – швидкість світла), за локації тіла сферичної форми час приходу відбитого сигналу буде залежати від положення деталі на її диску (кута падіння і) та визначатиметься як

$$t_i = [R + 2r(1 - \cos i)]/c,$$
 (3.123)

де r – радіус сфери. Це означає, що час повернення сигналу від кільця диска зі значенням кута падіння «і» буде на величину

$$\Delta t_i = (2r/c)(1 - \cos i) \tag{3.124}$$

більшим ніж від центра диску та яку називають часом затримки. Це означає, що селекція в часі дозволяє досліджувати різні кільцеві зони диска планети, роздільна здатність якої обмежується протяжністю радіосигналу т. Тому через проміжок часу t на планеті буде опромінена кільцева зона кутовою шириною

$$\Delta \mathbf{i} = (2\mathbf{R}/c\tau)\sin\mathbf{i},\tag{3.125}$$

або геометричною шириною, яка не залежить від положення кільця на сфері

$$\Delta \mathbf{S} = \pi \mathbf{R} \mathbf{c} \tau. \tag{3.126}$$

Очевидно, що за даними експерименту можна побудувати спектри P(Δt_i) та P(i). Останній характеризує не лише кільця однакової глибини, але й відбивання одиночного елемента поверхні, тому після відповідної нормалізації він стає функцією відбивання F(i). Оскільки небесні тіла рухаються по орбіті та обертаються навколо осі то завдяки ефекту Доплера частоти відбитого і посланого сигналів будуть різними, а зміна частоти визначатиметься виразом

$$\Delta v = (2\Omega/c)v_o, \qquad (3.127)$$

- 199 -

де v_o – частота локатора, Ω – кутова швидкість руху небесного тіла. Якщо планета обертається навколо власної осі з кутовою швидкістю Ω_s то зміна частоти в кільці, яке відповідає часу затримки t, становить

$$\Delta v = (2v_o/c)[\Omega_s + \Omega_a][ct(4r - ct)]^{1/2}[1 - (\Omega r)^2]^{1/2}, \qquad (3.128)$$

де Ω_a – спостережна кутова швидкість, яка зумовлена рухом РЛ відносно планети, Ω – одиничний вектор в напрямку повного обертання $\Omega_s + \Omega_a$, **r** – одиничний вектор, який направлений від Землі до планети в момент відбивання сигналу. Якщо відбитий РЛ імпульс зосереджений у вузькому інтервалі частоти Δv , центральна частота якого відрізняється від частоти посланого імпульсу, то це означає, що прийняте випромінювання відбите вузькою смужкою поверхні лінійної ширини

$$c\Delta v/(2\Omega_s v),$$
 (3.129)

яка розташована паралельно осі обертання. Дані про час затримки і доплерівський зсув частоти виокремлюють на поверхні планети дві ділянки рівновіддалені від її екватора. Якщо планета є однорідною сферою, то значення поперечного перетину має вигляд

$$\sigma_{e}(t,\nu)/\pi r^{2} = \sigma_{i}(t,\nu) \sec (i/\pi r^{2}) = [c^{2} \sec (\sigma(i)/2\nu_{o}\Omega_{s} \cos A)][(ct/2r)(2 - -ct/2r) - (\nu c/2\nu_{o}r\Omega_{s} \cos A)^{2}]^{-1/2}.$$
(3.130)

Тут А – кут між віссю обертання та площиною, яка перпендикулярна променю зору.

При досліджені небесних тіл за допомогою КА широке використання знайшла так звана бістатична радіолокація, яка може проводитися за допомогою штатної радіотехнічної апаратури КА і наземного пункту приймання інформації та не вимагає встановлення на борт КА додаткової апаратури. Найпростішим є наступний варіант бістатичної радіолокації: на наземному пункті збору інформації реєструються випромінюваний передавачем КА і відбитий від поверхні небесного тіла сигнали. Методично такі експерименти, в залежності від способу модуляції сигналу, діляться на кілька типів: монохроматична, імпульсна чи лінійно-частотна. Період і напрямок обертання визначаються радіолокаційним методом за даними про доплерівське розширення частоти відбитого сигналу і швидкість переміщення зумовлених топографічними деталями аномалій в спектрі частоти. Але слід пам'ятати, що доплерівська ширина спектру частот відбитого сигналу визначається не лише швидкістю обертанням планети, але і її рухом по орбіті. Тому сумарна дія цих двох ефектів може зумовлювати як збільшення, так і зменшення цієї ширини. Так, при віддалені тіла від Землі і при прямому його обертанні доплерівська ширина мусила б зменшуватися тому що в цьому випадку орбітальна швидкість і швидкість обертання додаються, а при зворотному – збільшуватись. Звернемо увагу ще на одну властивість РЛ зондування. Оскільки, як правило, випромінювані передавачем радіопромені є поляризованими по колу, то при їх взаємодії з шершавою поверхнею (особливо коли кут падіння радіопроменя більший нуля), а в деяких випадках і для інтегрального диску, з'являється випромінювання з ортогональною (відносно площини падаючого променя) площиною поляризації, а тому реєструються інтенсивності в ортогональних площинах. Для характеристики міри зміни параметрів (міри деполяризації) використовуються поляризаційних вілношення

$$\mu_{\rm c} = \sigma_{\rm oc} / \sigma_{\rm sc} \tag{3.131a}$$

для колової поляризації і

 $\mu_{\rm L} = \sigma_{\rm oL} / \sigma_{\rm sL}$

для лінійної, де – індекс «s» (same) позначає складову з напрямками поляризації падаючого радіо променя, а «о» (opposite) – з протилежним. Очевидно, що ці відношення залежать від структурних та оптичних характеристик поверхневого шару і це може слугувати їх визначенню за даними РЛ спостережень.

Таким чином РЛ експерименти дозволяють розв'язувати досить широкий клас задач: визначити відстань до досліджуваного тіла, визначити перепад висоти окремих нерівностей, швидкість і напрямок обертання, міру шершавості поверхневого шару, показник заломлення матеріалу останнього. Зараз великий обсяг досліджень тіл Сонячної системи виконується космічними засобами, до яких відносяться винесені на земну орбіту телескопи (наприклад, 2,4 метровий телескоп Хабла – КТХ), безліч космічних апаратів (КА), що повністю зняло зумовлену земною атмосферою обмеженість на спектральний діапазон і просторову роздільну здатність, та дозволило використовувати контактні (при спуску модуля в атмосфері і безпосередньо на поверхні небесного тіла) методи досліджень.

Що стосується аналізу спостережних даних, то для дистанційних спостережень застосовуються розглянуті вище методи, тоді як контактних – традиційні експерименти в земних лабораторіях і при геофізичних дослідженнях.

(3.131a) (3.1316)

Розділ 4. Тіла Сонячної системи з постійною атмосферою

остійну атмосферу мають 7 класичних планет і супутник Сатурна Титан. Венера, Земля і Марс являють собою відносно невеликі за розміром тіла з твердою поверхнею і газовою оболонкою (атмосферою). Юпітер, Сатурн, Уран і Нептун є по суті газоаерозольні утворення великого розміру. Оскільки хімічний склад атмосфери перших 3-х і наступних 4-х планет абсолютно різний, то їх називають, відповідно, *планетами* земного типу і планетами-гігантами. Титан, у якого наявна тверда поверхня та атмосфера, також можна віднести до тіл першого типу. Виклад даних про ці тіла розпочнемо з тіл земного типу.

4.1. Венера

Венера – друга за відстанню від Сонця планета (середня відстань 108,1 млн. км або 0,723 а. о.) і найближча від Землі (мінімальна відстань сягає 40 млн. км). Кут нахилу її орбіти до площини екліптики дорівнює 3,5°, тому там пори року не чітко виражені. Тривалість року 224,7 земних діб. Планета рухається навколо Сонця майже по коловій орбіті з ексцентриситетом 0,0068. За уточненими даними із руху КА поблизу планети, її маса дорівнює 0,815 маси Землі, прискорення сили тяжіння 887,4 см/с². Дипольного магнітного поля не виявлено. Її атмосферу відкрив М. Ломоносов під час проходження планети перед диском Сонця 06.06.1761. Вона настільки потужна, що робить повністю не видимими деталі поверхні.

Оскільки візуальні спостереження не виявляли оптичної неоднорідності атмосфери, то питання періоду її обертання навколо власної осі залишалося відкритим до другої половини 20-го ст. Лише завдяки РЛ експериментам в 1964-1970 рр. вдалося встановити, що він становить 243,1085 ± 0,0001 земної доби і дуже близький до резонансного значення для системи Земля-Венера (243,18 доби).

Напрямок обертального руху протилежний земному (за годинниковою стрілкою, якщо дивитися з північного полюса Світу), тому додавання обертального руху навколо осі та Сонця приводить до того, що сонячна доба на Венері триває 116,8 земних діб.

Середній радіус твердої поверхні за РЛ експериментами було оцінено у 6052 км та дещо більшим (6057 км) за радіоінтерферометричними спостереженнями при $\lambda = 10,6$ см. Унаслідок того, що орбіта Венери

знаходиться всередині орбіти Землі, з поверхні нашої планети її можна спостерігати практично в усьому інтервалі фазових кутів від 0° до 180°, але при α менше 50° і більше 130° спостереження припадають на вранішні або вечірні сутінки і на денний час, коли кутова відстань планети від Сонця досить мала. Та навіть у найсприятливіший для спостережень період ($\alpha \cong 90^\circ$) планета не підіймається високо над горизонтом.



Фото. Венера в кінці проходження по яскрвій поверхні диску Сонця 8 червня 2004 р. На темному фоні помітна тонка дужка вздовж краю планети, яка виникла завдяки рефракції сонячного світла у венеріанській атмосфері. Дуга – це частина атмосферного ореола, котрий вперше був помічений при проходжені планети по диску Сонця у 1761 р. Ломоносовим М.В. Знімок отримано на 1-метровому шведському сонячному телескопі, розташованому на одному з Канарських островів – Ла Пальма. Знімок зробив Mats Lofdahl

4.1.1. Оптичні властивості

Перші зображення планети в УФ променях отримав В. Райт у 1924 р. Вони вказали на існування темних деталей, більшість з яких мала вигляд зорієнтованих симетрично екватору літер Y та Ψ.



Фото. Венера в УФ променях

У подальшому виявилось, що вони проявляються в довжині хвиль $\lambda < 500$ нм, а їх фотометричний контраст досягає максимального значення К ~ 40% при $\lambda \approx 390$ нм (рис. 4.1) і залишається практично незмінним до $\lambda \approx 200$ нм. Більшість досліджень фазової залежності фотометричного контрасту К, які базуються на аналізі переданих КА «Піонер-Венера» зображень, вказують на те, що він поступово збільшується до $\alpha = 40-60^\circ$, після чого має місце досить різке зменшення К.

Відмінності поляризаційних властивостей деталей диска були виявлені Т. Герелсом з колегами за наземними спостереженнями, але досить детально вони були досліджені лише при фотополяриметричному експерименті з борту КА «Піонер-Венера» (рис. 4.2).



Рис. 4.1. Зміна фотометричного контрасту К з довжиною хвилі при $\alpha \approx 90^\circ$



Рис. 4.2. Залежність ступеня поляризації світла (P) світлих (\circ) і темних (\times) деталей диска Венери від кута фази α на довжині хвиль $\lambda = 270$ і 935 нм

Як бачимо, в далеких УФ променях ступінь поляризації темних деталей більший, ніж світлих практично в усьому інтервалі кутів фази α ; при $\lambda = 935$ нм відмінності мають місце лише при $\alpha > 80^{\circ}$, але тут Р більший для світлих деталей. Для полярних районів спектральна фазова залежність Р практично збігається, та для північного району зміни ступеня поляризації з часом помітно більші.

Що стосується дослідження інтегрального диска планети, то ще в 1893 р. К. Мюллер опублікував результати візуального визначення зоряної величини $m(\alpha)$ в інтервалі α 0,9-170,7°; найдостовірнішими ще й зараз є дані А. Данжона (рис. 4.3).

Найповніші дані про фазову залежність блиску Венери в різних довжинах хвиль отримано В. Ірвайном з колегами в рамках кооперативної програми на двох обсерваторіях, які охоплюють діапазон 314,7-1063,5 нм.



Рис. 4.3. Залежність зоряної величини *m* Венери від фазового кута α за візуальними (•) і фотоелектричними (о) спостереженнями в системі V

- 206 -

Окремі ділянки спектру вирізались 10-ма вузькосмуговими і 3-ма широкосмуговими (система UBV) світлофільтрами, за якими встановлено фазову залежність кольору (рис. 4.4). В подальшому позаатмосферними засобами визначався блиск Венери на окремих фазових кутах і в далекому ультрафіолеті. Фазова залежність блиску апроксимується виразом

$$V(\alpha) = -4,417m + 0,04944(\alpha/10) + 0,01697(\alpha/10)^{2} - 0,0003709(\alpha/10)^{3}, \quad (4.1)$$

а показника кольору

$$(U-V)_{\alpha} = 1,025^{m}(\alpha/10) - 0,007982(\alpha/10)^{2}.$$
 (4.2a)

Спектральна залежність альбедо диска показана на рис. 4.5. U–B



від α за даними різних авторів

Поляризаційні властивості диска Венери вперше дослідив Б. Ліо на початку 1920-х років за допомогою візуального поляриметра та отримав найповнішу за інтервалом фазових кутів залежність Р(α). В другій половині 20го ст. ряд спостерігачів (А. Дольфюс, Т. Герелс з К. Самуелсон, Д. Коффін, Ф. Форбес) визначили фазову залежність в окремих ділянках спектра в діапазоні від $\lambda = 325$ нм до 4,8 мкм. За даними багаторічної програми з дослідження поляризаційних властивостей деталей диска Венери з борту КА «Піонер-Венера» шляхом інтегрування було визначено залежність Р(α) в далекому УФ (рис. 4.6). Як видно, вигляд фазової кривої залежить від λ , що зумовлює специфічну залежність Р(λ) (рис. 4.7).



Рис. 4.5. Спектральна залежність видимого альбедо $A(\alpha)$ на фазових кутах $\alpha = 103^{\circ}$ (\circ) та 87° (вертикальні лінії)



Рис. 4.6. Залежність ступеня поляризації *P* світла диска Венери від кута фази за даними космічних (°) і наземних (•) спостережень



Рис. 4.7. Спектральна залежність ступеня поляризації світла диска Венери $\alpha = 103^{\circ} (\circ) i 98^{\circ} (+)$

Для різних значень фазового кута ці залежності різні, що демонструє рис. 4.8, який побудовано за даними спектрофотометричних спостережень О. Мороженка. У 1966 р. Б. О'Лірі висловив думку, що в залежності $m(\alpha)$ при $\alpha = 157,5^{\circ}$ можна спостерігати зумовлене кристалами льоду чи крапельками води 22-градусне гало (яке потім відмічалось ще деякими спостерігачами) і малу амплітуду 5-7%.

Пошук такого ефекту в залежності Р(α) показав, що якщо він і існує, то є меншим 0,2%. У спектрі Венери чітко проявляються лише смуги поглинання вуглекислого газу, які відкрили У. Адамс і Т. Данхем у 1930-х роках. Еквівалентна ширина (W) цих смуг залежать від α з максимумом при $\alpha \cong 60^{\circ}$, а вигляд W(α) залежить від потужності смуги поглинання.



Рис. 4.8. Результати спектрополяриметричних спостережень; для $\alpha = 58,2^{\circ}$, 90,1° і 118° шкала ординат праворуч, для $\alpha = 75^{\circ}$, 108,4° і 137° – ліворуч

4.1.2. Фізичні характеристики хмарових частинок

Першу спробу визначити розмір хмарових частинок здійснив Б. Ліо із порівняння фазової залежності $P(\alpha)$ світла Венери з отриманою у лабораторних умовах такою ж залежністю для водяного туману. Найкраща подібність мала місце при розмірі краплинок r = 1,25 мкм. Пізніше приблизно таке ж значення отримували й інші дослідники, які спостережні дані порівнювали з розрахованими для різного аерозолю як в моделі одноразового розсіювання, так і з його наближеним врахуванням.

Найгрунтовніший аналіз зі строгим врахуванням багаторазового розсіювання виконали **методом подвоєння шарів** спочатку Дж. Хансен та А. Аркінг, а пізніше Дж. Хансен і Д. Ховенір. В **моделі півнескінченного газоаерозольного шару** з модифікованим гамма-розподілом частинок за розміром було отримано такі параметри: $n_r = 1,43 \pm 0,02$ (при $\lambda = 990$ нм) і 1,46 ± 0,02 (365 нм) та $r_{ef} = 1,1 \pm 0,1$ мкм; значення відношення об'ємного коефіцієнта розсіяння газу та аерозолю при $\lambda = 365$ нм склало f = 0,45; верхня межа хмарового шару знаходиться на висоті з тиском 50 мбар.

На рис. 4.9 добре прослідковується чутливість спостережних даних до зміни n_r і r_{ef}. Аналіз цих спостережних даних був також проведений Дж.

Катаваром з колегами методом Монте-Карло для трьох однорідних моделей з різним законом розподілу частинок за розміром та однієї тришарової моделі. При $\lambda = 550$ нм найліпше узгодження було знайдено для однорідної моделі з $n_r = 1,45$ і $r_{ef} = 1,1$ мкм.



Рис. 4.9. Порівняння модельно розрахованої і спостережної ($^{\circ}$) залежності Р(α) при λ = 990 нм: (a) 1- при n_r = 1,33 (r_{ef} = 0,8), 2 – при n_r = 1,40 (r_{ef} = 1,0), 3 – при n_r = 1,43 (r_{ef} = 1,05); 4 – при n_r = 1,45 (r_{ef} = 1,1), 5 – при n_r = 1,50 (r_{ef} = 1,2); (δ) – при n_r = 1,43 i r_{ef} = 2 (1), 1,5 (2), 1,0 (3), 0,7 (4), 0,4 мкм (5)

Встановлення показника заломлення ($n_r = 1,44$ у візуальних променях) спонукало А. Янга запропонувати модель хмарового шару, основною складовою якого є сірчана кислота. Як бачимо з рис. 4.10 таке значення n_r відповідає 75%-му її водному розчину (за масою f'). Протилежно спрямовані стрілки відповідають кислоті в рідкій і твердій фазах. ІЧ ділянка спектру такого розчину також добре узгоджується зі спектром Венери в інтервалів λ 3,0-3,6 і 8-14 мкм.

Незначне зменшення відбивної здатності Венери від 2,3 до 1,2 мкм (що не спостерігається в спектрі 75%-го водного розчину сірчаної кислоти) пояснюють забрудненням.



Рис. 4.10. Зміна дійсної частини показника заломлення водного розчину сірчаної кислоти з масовим відношенням *f* / останньої

При вивченні характеристик атмосфери Венери мало уваги приділялось альбедо одноразового розсіювання в неперервному спектрі, отже й уявній частині показника заломлення. Хоча спостережні значення $P(\lambda, \alpha)$ диска Венери не суперечать розрахунку в моделі однорідного шару, але обробка переданих КА «Маринер-10» зображень, у перпендикулярному до лімба напрямку виявила в надхмаровому шарі щонайменше два рознесених на кілька кілометрів прошарків (рис. 4.11).



Рис. 4.11. Перпендикулярні лімбу фотометричні скани видимого диска Венери при $\lambda = 576$ (•) і 354 нм (×) на широті 12° пн. ш. (*a*) і 63° пн. ш. (*б*)

З припущення, що частинки туману є суто розсіюючими і що оранжеві та УФ профілі різняться лише впливом газового розсіяння, було визначено деякі характеристики туману: шкала висоти аерозолю в межах 1-3 км, шкала висоти газу $\approx 4,2$ км на висоті, яка відповідає температурі 200 К; оптична товщина на промені зору $\tau_{sl} = 1$ припадає на висоту 78 км (при тиску $p = 4,1 \pm 0,4$ мбар). Дуже розріджений туман простягається до висоти понад 80-90 км і охоплює діапазон тиску від 0 до 0,5 мбар. Ці частинки можуть бути краплями концентрованого водного розчину сірчаної кислоти. Наявність туману була підтверджена й подальшими експериментами з КА. Радіус частинок у тумані вважається меншим 0,3 мкм. Було встановлено, що шкала висоти у межах тиску 0,5-2 мбар змінюється від 1 до 3 км і залежить від часу, широти і часу доби. За виразом

$$D_t = V_s H_a H_g / (H_g - H_a) \tag{4.3}$$

було оцінено значення коефіцієнта турбулентної дифузії $D_t = 1,3\cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$ на висоті 84 км, де V_s — швидкість падіння частинок у спокійній атмосфері, $H_a = 2,2$ км.

Визначення фізичних характеристик частинок надхмарового туману з даних аналізу наземних поляризаційних спостережень для всього диска планети та окремих його деталей дають досить суперечливі результати. Так, згідно аналізу спостережних даних за 1950-1977 рр., значення r_{ef} знаходилось в межах 0,75-1,65 мкм; винятком був тільки 1959 р., коли r_{ef} було в межах 0,1-0,3 мкм. Не виключено, що це зумовлено неоднозначністю інтерпретації, на що вказував В. Лейн при аналізі спостережних даних для інтегрального диска при $\alpha = 80^{\circ}$ при $\lambda = 365$ нм. Він отримав, що виявленні зміни ступеня поляризації від P = 1,3 % у червні 1975 р. до 3 % у листопаді можна пояснити як зміною значення параметра В (від 0,037 до 0,046) в однорідній моделі, так і появою надхмарового туману з $\tau_h \cong 0,06$ і значенням $r_{ef} \cong 0,18$ мкм. Таку ж неоднозначність він знайшов і для розподілу ступеня поляризації вздовж центрального меридіану та по екватору планети: вона могла спричинятись зміною висоти верхньої межі хмарового шару (на 1,5 км), або появою над полярними, лімбовим і термінаторним районами надхмарового туману з оптичною товщиною менше 0,1 і середнім радіусом частинок від 0,3 до 0,9 мкм.

Реальність зміни висоти верхньої межі хмарового шару незалежно підтверджено й аналізом результатів ІЧ зондування в 10 довжинах хвиль для більшої частини північної і південної півкуль диска за допомогою ІЧ радіометра КА «Піонер-Венера» у період з 04.12.1978 р. по 14.02.1979 р.

«Венера-9» і Починаючи 3 КА «Венера-10», здійснювались експерименти з вивчення вертикальної структури хмарового шару за допомогою нефелометричних комплексів. Вони являли собою джерело випромінювання з $\lambda_{eb} = 920$ нм, що освітлювало елементарний об'єм атмосферного середовища, а розсіяне випромінювання реєстрували окремі приймачі при трьох значеннях фазового кута. Із обробки даних було виявлено, що основний хмаровий шар в межах висоти від 18 до 63 км складається з окремих шарів, проміжки між якими також не є чисто газовими. Унікальний експеримент здійснено КА «Піонер-Венера», який опустив у різні точки поверхні Венери 4 окремі зонди з координатами: широта $\psi = 4,5^{\circ}$ пн. ш., довгота L = 304° (великий зонд); $\psi = 59,3^{\circ}$ пн. ш., L = $4,8^{\circ}$ (зонд «Північ»); $\psi =$

31,7° пд. ш., L = 317° (зонд «День»); ψ = 28,7° пд. ш., L = 56,7° (зонд «Ніч»). Всі зонди працювали на ефективній довжині хвилі 630 нм. Дані про зміну оптичної товщини показані на рис. 4.12.



Рис. 4.12. Результати зондування вертикальної структури хмарового шару КА «Піонер-Венера» (a – великий зонд; б – нічний, s – денний бік; r – північний район) і КА «Венера-9» (d)

Великий зонд був оснащений ще й так званим спектрометром розміру частинок, суть роботи якого полягала в тому, що частинка, яка потрапляла в його освітлене поле, залежно від площі її проекції, затіняла відповідне число розміщених в одну лінію діафрагм фіксованого розміру. Прилад містив систему лінійок, які були призначені для реєстрації частинок у чотирьох діапазонах діаметра: 0,6-5, 5-53, 20-181 і 35-490 мкм, але в останньому каналі не було зареєстровано жодної частинки. Аналіз отриманих даних дозволив визначити зміну з висотою об'ємної концентрації частинок, коефіцієнта ослаблення і (для густини 2 г/см³), маси частинок в 1 м³ (рис. 4.13). Для висоти менше 30 км частинок не було виявлено взагалі, хоча це не заперечує наявність там частинок з діаметром менше 0,6 мкм.

Сумісний аналіз результатів різних каналів дозволив зробити висновок, що частинки відповідають сферичній формі. Апроксимація відповідними функціями спостережного розподілу частинок за розміром виявила, що лише для шару хмар нижче 44 км вона є одномодальною, тоді як вище 57 км – двомодальною, а в межах висоти 44-57 км – тримодальною. Розподіл найдрібнішого аерозолю за розміром отримав назву мода 1, найбільшого – мода 3, а проміжного розміру – мода 2. Моди 1 і 3 найліпше апроксимувались нормально-логарифмічним законом, а мода 2 – розподілом Гауса (рис. 4.14).



Рис. 4.13. Вертикальний розподіл кількості частинок N, коефіцієнта ослаблення σ_0 і маси частинок m в атмосфері Венери; інтервал T_{um} – перепад висоти приблизно в 1 км, T_{ml} – у кілька сотень метрів



Рис. 4.14. Розподіл частинок за розміром на висоті 49 км. Для моди 3 – шкала розподілу показана на ординаті праворуч

Дещо пізніше подібний експеримент було здійснено також випущеними КА «Венера-15», «Венера -16» зондами. Структуру хмарового шару віддзеркалює і зміна освітленості атмосфери сонячним випромінюванням під час спуску зонда на поверхню планети, яку вперше реєструвала апаратура зондів КА «Венера-9» і «Венера-10» (рис. 4.15).

Аналіз цих даних дозволив Ж. Длугач і Е. Яновицькому передбачити оригінальний ефект, згідно якого в атмосфері Венери освітленість має збільшуватись не до рівня $\tau_0 = 0$, а до висоти $h \approx 70$ км, після якої освітленість знову має зменшуватись. Пізніше це було підтверджено спостереженнями КА «Венера-12».

Оскільки оцінка уявної частини показника заломлення (особливо в УФ променях) виявилась більшою ніж для 75%-го розчину сірчаної кислоти, то Дж. Поллак з колегами припустили наявність в атмосфері газоподібного SO₂, що підтвердили дані спектрофотометрії пропущеного атмосферою Венери випромінювання з зондів КА «Венера-15», «Венера-16». Однак не виключається, що відповідну дію можуть чинити також *складні молекули сірки – так звані алотропи* (S₂, S₃, S₄ i S₈).



Рис. 4.15. Порівняння спостережної (•, \circ – KA «Венера-10» і розрахованої (суцільні лінії) зміни освітленості E_e з глибиною в атмосфері Венери

Сценарій утворення молекул сірчаної кислоти у верхньому шарі атмосфери Венери запропонував О. Тун з колегами. Під час проведення відповідного числового експерименту вони виходили з таких припущень.

1. Конденсація частинок відбувається лише за пересичення пари $S_8, \, a$ не S_3 чи $S_4.$

2. Далі конденсація може відбуватися на краплинах сірчаної кислоти і тоді конденсуватись можуть будь-які алотропи. Якщо пара відповідного алотропу є ненасиченою, то він знову випаровується.

3. Зіткнення частинок сірки з краплями сірчаної кислоти в процесі коагуляції спричинює подальшу їх ізоляцію в частинках сірчаної кислоти, після цього їх індивідуальні оптичні властивості вже практично не проявляються. Оскільки сірка не розчиняється в сірчаній кислоті, а конденсати сірки не можуть проникнути всередину краплі, то подальший ріст таких частинок також виключається.

Крім того на зондах КА «Венера-15», «Венера-16» вперше було здійснено газохроматичний рентгенорадіометричний аналіз продуктів термічних реакцій аерозолю. Це дало змогу поряд з аерозолем водного розчину сірчаної кислоти знайти ще й частинки, складовими яких є хлор і фтор.
4.1.3. Газова складова атмосфери

Як відомо, наземна спектрофотометрія надійно виявила лише смуги поглинання CO₂. Реальний хімічний склад атмосфери Венери був визначений тільки за результатами роботи газових хроматографів і мас-спектрометрів, які встановлювались на згадані вище спускні зонди. Було підтверджено, що основною складовою атмосфери є CO₂ (96,5%), азот становить близько 3,5% і в малій кількості виявлено молекули інших газів (CO, H₂O, He, Ar, SO₂, H₂S, HCl тощо), концентрація частини з яких (наприклад H₂O) залежить від висоти. Визначено також ізотопний склад газів, який суттєво різниться від земного.



Фото. Два вихори над північним полюсом Венери з КА "Венера Експрес" (http://www.esa.int/SPECIALS/Venus_Express/)

Вважається, що джерелом вуглекислого газу на Венері було його виділення корою планети в процесі її дегазації. Оскільки в земній атмосфері відносна концентрація CO₂ становить лише 0,0314%, то може скластися враження, що загальний його запас на Венері набагато більший, ніж на Землі. Загальна маса CO₂ в атмосфері Венери становить 4,7·10²⁰ кг, що в 3·10⁵ перевищує його масу в земній атмосфері. Водночас врахування для Землі запасів зв'язаної кількості вуглекислого газу водою океанів і карбонатами кори приблизно зрівнює ці запаси.

Завдяки високому болометричному альбедо ($A_i = 0.73 \pm 0.07$) ефективна температура Венери оцінюється в 268 ± 16 К, від якої не дуже сильно відрізняється обертова і яскравісна температура в тепловій ділянці спектра (рис. 4.16а, б).



Рис. 4.16а, б. Зміна яскравісної температури $T_{\rm s}$ диска Венери з λ

Тому можна уявити здивування К. Мейєр з колегами, які за випромінюванням при $\lambda = 3,15$ см оцінили значення температури в 560 К. Подальші радіофізичні дослідження виявили ще й специфічну її зміну з довжиною хвилі (рис. 4.16в). Це свідчило про те, що реальна температура поверхневого шару знаходиться на рівні 700 К, а подальше її зменшення зі збільшенням λ відображає зміну Т з глибиною в поверхневому шарі.



Рис. 4.16в. Зміна яскравісної температури $T_{\rm s}$ диска Венери з λ

Високе значення температури було підтверджено експериментами на згаданих вище спускних зондах, які досліджували зміну температури та атмосферного тиску на трасі спуску в різних точках планети. Зараз вважається, що близько середнього рівня поверхні Венери Т = 730 К, тиск - 92,1 бар. Таким чином, Венера слугує прикладом гіперболізованої дії парникового зумовленого специфічними властивостями ефекту. газоаерозольного середовища, а саме: 1) дуже потужна газова складова атмосфери та її специфічний хімічний склад; тобто те, що основною складовою атмосфери (на 96 %) є СО2, характерною властивістю якого є потужні смуги поглинання в тепловій ділянці спектра; 2) потужний хмаровий шар, основною складовою якого є 75%-й водний розчин сірчаної кислоти, який дуже слабко поглинає сонячне випромінювання в неперервному спектрі і також характеризується досить сильними смугами поглинання в тепловій ділянці спектра.

4.1.4. Періодичні зміни в атмосфері планети

Аналіз багаторічних наземних спостережень за УФ деталями показав, що вони переміщуються у зворотному напрямку із середнім періодом близько 4 земних діб, що підтвердили й дані обробки отриманих КА «Маринер-10» і «Піонер-Венера» зображень. Середню швидкість руху цих деталей було оцінено в 110 м/с, а явище такого швидкого обертання отримало назву *суперротації*. Крім того виявилось, що вказаний період змінюється в межах ± 2 доби. Найімовірніше це зумовлено такими чинниками.

1. Низькоширотні деталі мають більшу швидкість, ніж високоширотні (рис. 4.17).



Рис. 4.17. Зміна швидкості зонального (*a*) і меридіонального (б) вітру з широтою

2. Упродовж доби швидкість змінюється від приблизно 50 м/с вранці до 140 м/с увечері.

3. Швидкість руху залежить від розміру деталі. Так, деталі з розміром близько 1000 км в межах широти від +45° до -45° мають період обертання понад 4 доби, а деталі розміром 100-500 км – від 1,5 до 4 діб. Поряд з цими рухами, які називають зональними, були відкриті ще й меридіональні, швидкість яких навіть у найвищих шарах атмосфери сягає лише десятків метрів і змінюється з широтою (рис. 4.17б).

Крім окремих деталей на зображеннях диска планети було виявлено так звані струменні течії із швидкістю до 130 м/с, максимальне значення якої в різні роки припадало на різну широту. Не виключена наявність довгоперіодичних змін у швидкості руху окремих деталей. Наприклад, швидкість руху на екваторі, яку було визначено під час аналізу зображень КА «Маринер-10», становить приблизно 97 м/с, а КА «Піонер-Венера» – 95 м/с. Наявність атмосферних потоків з великою швидкістю руху було також встановлено з аналізу спектроскопічних спостережень, в них було виділено сталу складову швидкості 85 ± 10 м/с, на яку накладаються періодичні рухи з амплітудою швидкості 40 ± 14 м/с. Швидкість вітрових потоків зменшується з висотою. Так, на висоті 12 км вона становить 1-3 м/с, а біля самої поверхні лише 0,50-0,75 м/с. У різних місцях посадки зондів реєстрували дещо різні вертикальні профілі швидкості вітру (рис. 4.18), а в хмаровому шарі спостерігались турбулентні пульсації швидкості вітру, значення яких також є функцією висоти і місця посадки зонда (рис. 4.19).



Рис. 4.18. Вертикальні профілі швидкості вітру в місці роботи зондів КА «Піонер-Венера»: *1* – північний полярний район; 2, *3* – денний і нічний бік; *4* – великий зонд

Оригінальний експеримент здійснили КА «Венера-15» і «Венера-16», які у північну ($\psi = 8,1^{\circ}$ пн. ш., L = 179,8°) і південну ($\psi = 7,5^{\circ}$ пд. ш., L = 176,9°) півкулі опустили балони, що дрейфували на висоті 53 км протягом 46,5 годин. За зміною координат було визначено ортогональні складові швидкості вітру (у південній півкулі довготна складова становила 65,3 м/с, широтна – 3,4 м/с; у північній півкулі довготна складова – 68,7 м/с, широтну взагалі не було помічено).



Рис. 4.19. Приклад пульсацій вертикальної компоненти швидкості вітру за даними КА «Вега-1» і «Вега-2»

Існують дані, що підтверджують періодичність зміни оптичних і фізичних характеристик атмосфери Венери. Так, Дж. Нікандер фур'є-аналізом даних Данжона виявив періодичну зміну блиску у візуальних променях з періодом близько 5,5 діб і амплітудою близько 1 %. На існування періодичних змін еквівалентної ширини смуг поглинання CO_2 і поляризаційних властивостей звернули увагу, відповідно Л. Янг з колегами та Е. Новел, що було підтверджено й іншими дослідниками. Крім того у високих шарах атмосфери виявлено істотну зміну густини газової складової і теплового потоку. На висоті 150 км зміна густини сягає 35 %, а період знаходиться у межах від 4 до 6 діб. Для теплового випромінювання в інтервалах довжини хвиль 14,6-14,8, 13,6-13,9, 13,0-13,2 і 11,3-11,6 мкм, яке формується на висоті 90, 80, 70 та 64 км відповідно, чітко простежувались зміни з періодом 5,3 доби для трьох перших висот і 2,9 доби для висоти 64 км.

Найретельніше короткоперіодичні зміни поляризаційних властивостей видимого шару Венери дослідив О. Мороженко за спектрополяриметричними спостереженнями. Виявилось, що у всьому дослідженому інтервалі довжини хвиль (330-740 нм) чітко проявлялись приблизно 4-х добові зміни ступеня поляризації. При цьому виявилось, що амплітуда зміни періодаступеня поляризації ΔP і добутку $\Delta P \cdot A$ практично не залежить від λ (рис. 4.20), а лише відображає зміну знаку P в УФ і візуальних променях. Серед можливих чинників зміни видимого альбедо та еквівалентної ширини В. Клименко, М.

Фомін та Е. Яновицький вважають зміну потужності і структури основного хмарового шару.



Рис. 4.20. Спектральна залежність ступеня поляризації світла (*P*) у світлих (•) і темних (о) деталях диска і спектральна залежність амплітуди $\Delta P = P_{\text{max}} - P_{\text{min}}$ (+) 4-х добових змін ступеня поляризації і добутку цих значень $\Delta P \cdot A$ (×)

Так, 4-добові зміни видимого альбедо диска планети з амплітудою 3% можуть бути зумовлені зміною оптичної товщини в 1,41 рази при значенні $\tau_0 = 30$, чи в 1,69 раз при $\tau_0 = 50$.

Що стосується поляризаційних змін, то згідно здійсненого О. Мороженком аналізу в рамках моделей, які передбачали зміну фізичних властивостей основного хмарового шару, відносного внеску газової складової в моделі півнескінченного газоаерозольного шару, оптичної товщини надхмарового суто газового шару і характеристик надхмарового туману – було виявлено, що найефективнішим є останній механізм. За припущення, що частинки надхмарового туману є однорідними суто розсіюючими сферами зі значенням дійсної частини показника заломлення $n_r = 1,5$ (яке практично не залежить від довжини хвилі) для нормально-логарифмічного закону розподілу частинок за розміром було оцінено параметри надхмарового туману і межі їх зміни. Задовільне узгодження розрахованих і спостережних значень $\Delta P \cdot A$ в усьому спектральному інтервалі було досягнуто при наступних параметрах: r_o $\cong 0,12$ мкм, $\beta_h \cong 0,063$, $\Delta \tau_{0,h} \cong 0,053$ при $\lambda = 330$ нм.

Щодо механізму, який зумовлює рух оптичних неоднорідностей (механізму виникнення ефекту суперротації) існує багато гіпотез, але ми назвемо лише деякі з них. Так, Г. Шуберт з Р. Янгом та В. Малкус приписують це ефекту періодичної зміни нагрівання Сонцем планети, яка повільно обертається навколо своєї осі. Вони розглянули спрощену задачу двомірної течії в каналі, яка збуджується періодичним нагрівом зверху, а поведінка всього середовища визначається двома безрозмірними параметрами, значення яких майже для всіх планет Сонячної системи з помітними атмосферами мало різняться.

Винятком тут є лише Венера, оскільки внаслідок повільного видимого переміщення (≅ 3 м/с) Сонця над її поверхнею, ці параметри мають істотно інші значення. Тому вони дійшли висновку, що лише для Венери періодична зміна нагрівання сонячним випромінюванням може зумовити збудження зонального руху в атмосфері.

Дещо інший погляд на проблему мають В. Раманасан і Р. Кес, які виходять з того, що зміна променевого нагрівання атмосфери для висоти менше 85 км упродовж доби є досить малою. Цей факт приводить до того, що у високих шарах атмосфери виникають умови, сприятливі до утворення так званих внутрішніх гравітаційних хвиль, і вже вони викликають появу зональних течій як у верхній, так і в нижній стратосфері, які мають зворотний до основного обертання напрямок. Методом наближених розрахунків вони показали, що швидкість течій змінюється від 0 на висоті тропопаузи до 250 м/с на висоті 85 км.

4.1.5. Рельєф поверхневого шару

Через надзвичайну потужність атмосфери дані про поверхневий шар спочатку було отримано лише методами радіолокації. Вже перший РЛ експеримент в 1962 р., проведений Р. Голдстейном і Р. Карпентером, у спектрі частот доплерівського розширення відбитого радіосигналу виявили дві деталі з аномальною відбивною здатністю; вони були названі α і β областями (Альфа і Бета області) з планетоцентричними координатами L = 0°, ψ = -30° та L = 280°, ψ = +20°. В подальшому за наземними РЛ експериментами було виявлено ще й зміну ефективної площі розсіяння і зміну висоти з довготою центрального меридіану. Значно ефективнішими стали дослідження з близької відстані, які були започатковані в 1972 р. експериментом за допомогою радіовисотоміра зі спускного модуля КА «Венера-8» і продовжені з інших орбітальних модулів. Найпродуктивнішим у цьому сенсі є КА «Піонер-Венера». Його апаратура працювала в двох режимах: висотоміра і картографування (отримання РЛ зображень). В режимі висотоміра (опромінення в так званий надір) поряд з вимірюванням висоти за потужністю відбитого радіосигналу визначались ще й ефективна площа розсіяння і середньостатистичний кут нахилу нерівностей, що дозволяло оцінювати коефіцієнт відбивання, а отже і значення ефективної діелектричної проникності.

Роздільна здатність вздовж траси становила 120 км, між трасами – 150 км на екваторі. В режимі картування кожні 12 секунд отримувались РЛ зображення однієї чи двох ділянок поверхні (праворуч чи ліворуч від надірного напрямку), центр яких знаходився приблизно на відстані 260 км від підсупутникової траси. За даними спостереження протягом двох оборотів планети навколо осі (486 земних діб) було побудовано топографічну карту (зі значенням радіуса планети 6051 км) для приблизно 93% поверхні планети в діапазоні широти від -63 до +74°.

Незважаючи на те, що просторова роздільна здатність висотоміра становила 8×30 км, у процесі інтегрування при обробці отриманих даних і через дискретність окремих трас реальна роздільна здатність погіршилась до 75-150 км. З цих даних було отримано, що закон розподілу висоти надзвичайно вузький і практично одномодальний навколо середнього радіуса 6051 км, але все ж не виключалась наявність і вторинного розподілу навколо середнього радіуса в 6054,5 км.

Найвища точка співпадає з горами Максвела, висота яких сягає 11,1 км, найнижча – западина Діана ($\psi = -14^\circ$, L = 156°) з глибиною понад 2 км. Тобто, максимальний перепад висоти на Венері становить близько 13,1 км. Взагалі на карті виділяються 3 ділянки великого розміру з додатними висотами, які названі материками.

1. Материк Іштар з координатами $\psi = +60-74^{\circ}$, L = 300-360°, розміри якого приблизно такі, як Австралії. В його південно-західній частині знаходяться плато Лакшмі з висотою 3,5-4,5 км і гори Максвела. На південь від цих гір розташована ділянка зі складним рельєфом, яка є системою гірських хребтів і долин.

2. На материку Афродіта ($\psi = -30 \pm 6^{\circ}$, L = 60-150°) найвищі ділянки мають висоту 5,5-5,7 км. Він займає приблизно 4% загальної площі поверхні Венери і має приблизно такі ж розміри, як Африка.



Фото. Плоскогір'я Афродіти

3. Вже згадувана ділянка Бета має координати $\psi = -20 \pm 40^{\circ}$, L = 275-290°, до неї відносяться два щитових вулкани Тея і Рея з висотою 4,3 і 4,2 км.

До найнижчих областей (крім вже згаданої западини Діана) відноситься западина з координатами $\psi = -62^{\circ}$, L = 337°, Атланта ($\psi = +58 \pm 72^{\circ}$, L = 60-75°) і Північний басейн ($\psi = +62^{\circ}$, L = 169°); їх глибина також приблизно рівна 2 км.

Було підтверджено, що кратери на Венері неглибокі. Одні з найбільших (діаметром 600 км ($\psi = +18^\circ$, L = 324°) і 800 км ($\psi = +15^\circ$, L = 226°)) мають глибину по 700 м, а ще один з діаметром 400 км ($\psi = +20^\circ$, L = 332°) – всього близько 200 м. Значно глибшими виявились тріщини (депресії, провалля) великої довжини. Так, дві тріщини, одна з яких шириною ~ 150 км ($\psi = +15^\circ$, L = 226°), а друга ~ 150-250 км ($\psi = -10^\circ$, L = 140°), мають глибину до 5 км.



Фото. Рифтова долина у внутрішній частині регіону Овда



Фото. Зображення кратера Аддамс (Addams), діаметром близько 90 км, з якого витік потік лави довжиною понад 600 км (□=-56.10°, L=98.90°)

Принципово нові можливості відкрилися після впровадження бістатичної радіолокації; вона вперше здійснена з орбітальних модулів КА «Венера-9» і «Венера-10» при довжині хвилі 32 см і пізніше була продовжена з орбітальних модулів КА «Венера-15», «Венера-16» і «Магеллан». З КА «Венера-9, -10, -15, -16» на деяких з трас було досягнуто просторову роздільну здатність близько 1-2 км, що дозволило встановити зміну вздовж траси значення ефективної діелектричної проникності з похибкою 0,6, середньостатистичного кута нахилу нерівностей σ на базі 200- λ (що складає близько 6,4 км) і рельєфу (рис. 4.21).



Рис. 4.21. Два висотні профілі сканування вздовж паралелей 58,3 і 72,4° радіолокатором КА «Венера-16» області гір Максвелла 17 (зверху) і 14 (внизу) січня 1984 р.

Але найповнішу інформацію про поверхневий шар Венери було отримано зі спеціалізованим КА «Магеллан», який з 15 вересня 1990 р. до 12 жовтня 1994 р. здійснював регулярні експерименти з бістатичної РЛ. Він рухався по еліптичній орбіті, нахил якої до площини екватора становив $85,5^{\circ}$, а період обертання навколо планети становив 3,26 години. Висота над поверхнею в перицентрі (який припадав на широту $+9,9^{\circ}$) становила 294 км. В перші 243 доби радіолокаційне картування велось протягом кожного оберту апарата навколо Венери і покривало смуги шириною 20 км і довжиною біля 17 000 км (від північного полюса до -70°), пізніше вони стикувалися в мозаїки. При цьому кут між напрямком радарного променя і місцевою вертикаллю мінявся від 45° в перицентрі до 15° на краях картування. Було виготовлено 250 так званих «F-MIDR» мозаїк (з просторовою роздільною здатністю 120 м вздовж траси та від 120 м в перицентрі до 280 м на полюсі поперек траси) розміром 530×530 км, кожний елемент мозаїки відповідав 75 м на поверхні.

Повне покриття подано мозаїками «С1-, С2- і С3-МІDR» з розміром сторони 15, 45 і 120° і розміром одного елемента 225, 675 і 2025 м, відповідно. Альтиметрія велась з роздільною здатністю по висоті у 80 м, розмір елемента по поверхні становив 8×13 км в перицентрі та 20×30 км на краях траси, але за

рахунок доплерівських вимірювань просторову роздільну здатність було покращено до 2 км. Одночасно за радіометричними вимірюваннями визначались варіації температури по поверхні (в межах 2 К). Загалом було досліджено більше 96% поверхні Венери, що дозволило побудувати гіпсометричні карти поверхневого шару і визначити топографію найхарактерніших деталей поверхневого шару.

Відповідно до рішення МАС, на карті Венери повинні бути присутніми тільки жіночі імена. Назви для деталей її рельєфу беруться з міфології різних народів світу і присвоюються відповідно до заведеного порядку. Так, височинам (гори, плато, хребти, гряди) даються імена богинь, низинам героїнь міфів. Найшлося на Венері місце й для реальних імен і прізвищ жінок: вони служать назвами кратерів. Причому крупніші кратери (діаметром більше 20 км) називаються прізвищами відомих особистостей (посмертно), а дрібні звичайними власними іменами. Так, на високогірному плато Лакшмі можна зустріти невеликі кратери Берта, Людмила й Тамара, які розташовані південніше гір Фреї і на схід від великого кратера Осипенко; гірську місцевість у північній півкулі планети перетинає протяжний каньйон ступи Баби Яги, а по одній з рівнин простягнулися гряди Відьом. Найбільші деталі рельєфу на Венері – це великі височини, свого роду континенти чи материки, їх ще називають «землями». Вони мають у поперечнику від 5000 до 10 000 км і у висоту – до 3-5 км над прилягаючими низинами. Їх на Венері три і всі вони носять імена богинь любові: поблизу екватора розташована найбільша – Земля Афродіта (грецька богиня), біля північного полюса – Земля Іштар (вавилонська богиня), а ближче до південного полюса – Земля Лада (слов'янська богиня). Гори Максвелла, кратер Потаніна та області Альфа й Бета є єдиним виключенням із прийнятого МАС правила.

Найзагальнішим типом поверхні на Венері є згладжені валоподібні гори, що покривають до 65% поверхні планети. Близько 20% займають рівнинні ділянки з практично плоскою поверхнею. За даними обробки 89% поверхні було виявлено 842 кратери ударного походження з розміром від 1,5 до 280 км. 80% з усіх 967 метеоритних кратерів Венери мають діаметр менше 30 км. На радарних знімках їх дно темне, що вказує на гладку поверхню. Вали цих кратерів і викиди з них світлі через сильне розсіювання радарного сигналу, обумовленого великою шорсткістю поверхні, покритої уламками кам'яного матеріалу, викинутого при вибуху під час утворення кратера. Були також знайдені нові особливості структури поверхневого шару: так звані куполимлинці, каналоподібні протоки, які приписують лавовим відкладенням, зигзагоподібні потоки, сітки прямокутних долин, лабіринти долин тощо, а також відносно дрібномасштабні нерівності макроструктур. Особливим класом є тессери (від англійського tesserа – куб), які являють собою дві і більше системи пасм і борозен, що перетинаються і займають приблизно 8,3% поверхневого шару планети, але вони розташовані нерівномірно (рис. 4.22). Пік поблизу екватора зв'язаний з їх скупченням у західній частині землі Афродіта, а піки по довготі – в області Бета (Феба) та Іштар (Афродіта). Приблизно така ж ситуація і з деталями вулканічного походження, приблизно 40% яких знаходяться саме між цими деталями.



Рис. 4.22. Номограма розміщення площі тессер по широті у і довготі L

Вперше тессери були виявлені з КА «Венера-15, -16», а за даними КА «Магеллан» детально було досліджено 609 тессер. Їх різноманіття було розділено на два основні типи. Перший (так званий інгресійний) характеризується дуже хвилястими границями, які утворюють глибокі затоки рівнинного матеріалу; вони притаманні 73% загальної довжини великих і середніх за розміром тессер і підрозділяються ще на два підтипи: тессери з дифузійними і неперервними границями.

Другий тип границь – лінійний, притаманний для 27% їх загальної довжини. Правда лінійність спостерігається лише на великій відстані (≈ 100 км і більше), тоді як на малій відстані вони також досить порізані. Цей тип підрозділяється вже на чотири підтипи границь: паралельні основним внутрішнім структурам, перпендикулярні внутрішнім структурам, пасмоподібні і з гірськими смугами. Тессери насичені кратерами, а густина кратерів, як видно з рис. 4.23 на тессерах і в їх довкіллі, досить оригінально залежить від їх розміру.

Щодо типів структур, то їх умовно розділили на 4 основні типи: вулканічні і вулкано-тектонічні утворення, тектонічні дислокації та ударні кратери. Вважається, що корінні породи мають магматичне походження.



Рис. 4.23. Густина ударних кратерів (N) на тессерах (значки) і в їх довкіллі (нахилені лінії) в залежності від методу поділу приграничних кратерів: 1 – повністю віднесені до тессерної популяції; 2 – поділені обернено пропорційно їх площі; 3 – одночасно віднесені до тессерної та не тессерної популяцій; 4 – поділені навпіл

Однією із *найшершавіших* деталей поверхні Венери є гори Максвелла на материку Іштар, для яких σ_{α} знаходиться в межах від 4,5 до 10°. Співставлення карти середньостатистичного значення кута нахилу із топографічною картою вказало на велику ступінь кореляції для гірських районів навколо плато Лакшмі ($\psi = +65^{\circ}$, L = 330°), гір Максвела ($\psi = +62^{\circ}$, L = 5°), області Альфа ($\psi = -24^{\circ}$, L = 0°), архіпелагу Афродіта ($\psi = -5^{\circ}$, L = 80-140°) та невеликої ділянки з координатами $\psi = +40^{\circ}$, L = 80°. Для цих районів спостерігається збільшення кута нахилу з висотою.

Менше виражена кореляція існує для височини Бета ($\psi = +28^\circ$, L = 283°) і особливо для плато Лакшмі. Аналіз даних КА «Магеллан», які були отримані зі значно кращою роздільною здатністю, підтвердив, що ефективна діелектрична проникливість знаходиться в межах від 4 до 4,5, а значення середньостатистичного кута нахилу показують великий розкид. Щодо сценарію формування згаданих структур існує лише загальне уявлення. Первинна кора, швидше за все, належить до базальтового типу, хоча не виключена наявність і більш різноманітного складу – аж до *гранітоїдів*.

Вважається, що близько 500 млн. років тому кора планети піддалася інтенсивній деформації, сформувавши тессери, які зараз поширені на поверхні планети у вигляді окремих плям – на материках і островах. Допускається, що причиною цього було розламування кори висхідними конвективними струменями (або *плюмами*) в мантії Венери. Саме це повинне було викликати появу напруги стиснення й розтягування та утворення характерної структури тессер.

Надалі почався грандіозний вилив базальтових лав із зберігшої свій первинний склад верхньої мантії. Про це свідчить, наприклад, підвищений вміст у цих породах таких елементів, як К, U і Th. Вилив базальтів мав бути неодноразовим.

В періоди затихання вулканічної діяльності лавові рівнини піддавалися розтягуванню за рахунок охолодження, при якому формувалися пояси тріщин і гряд, що супроводжувалось величезним виділенням тепла, могутніми виливами лави і деформацією найдревніших комплексів – первинної кори. Часовий інтервал цього етапу був порівняно коротким – 300-500 млн. років. Надалі подібної потужної ендогенної активності скоріше всього не було, хоча й могли формуватися окремі вулкани й лавові потоки базальтів, пов'язані з так званими *рифтами* й *гребенями*, що утворюють зараз протяжні пояси. Вважається, що в даний момент активні внутрішні процеси нібито затихли, можливо за рахунок виснаження тепла.

А екзогенні процеси на поверхні планети були протягом останніх 500 млн. років дуже слабкими. Про це, наприклад, свідчить практично незмінена форма ударних кратерів. Згідно спостереженням сучасна вулканічна активність Венери є не дуже потужною.

Поряд з радарними даними про макрорельєф поверхні Венери свідчать дані, отримані 22 і 25 жовтня 1975 р. з місця посадки модулів КА «Венера-9» і «Венера-10», які були рознесені на відстань 2000 км; саме тоді вперше були передані на Землю панорами довкілля (рис. 4.24) з просторовою роздільною здатністю 10 мм.

Відбивна здатність деталей на поверхні виявилась надзвичайно низькою (в межах від 0,03 до 0,12). Геолого-мофологічний аналіз цих панорам показав, що камені в розсипах мають сплющену пластиноподібну форму. Розмір великих каменів в перетині становить 50-70 см і по висоті — 15-20 см; тому типове відношення висоти до поперечного розрізу знаходиться в межах від 1/3 до 1/6.



Рис. 4.24. Панорама поверхні Венери в місці посадки КА «Венера-9» в секторі 180° поля зору

Через 7 років (1 і 5 березня 1982 р.) КА «Венера-13» і «Венера -14» передали кольорові (синій, зелений, червоний) панорами в межах 360° поля зору з іншого місця поверхневого шару (рис. 4.25), на яких приблизно втричі була підвищена просторова роздільна здатність. Їх аналіз показав, що на поверхню виходять гірські породи з тонкою горизонтальною шаруватістю.



Рис. 4.25. Кольорова панорама поверхні Венери в місці посадки КА «Венера-14» в секторі 180° поля зору

За допомогою сцинтиляційних у-спектрометрів на зондах вперше було визначено вміст в поверхневому шарі природних радіоактивних елементів: калію (0,3-4%), урану (0,46-2,2%) і торію (0,7-6,5%). Детальніші дослідження зондами КА «Венера-13, -14, -16» були проведені за допомогою багатоканального рентгенівського спектрометра i мініатюрного грунтозабірника, який відбирав проби грунту з різної глибини і доставляв їх через шлюзовий канал у прилад. Ці зразки опромінювались радіоізотопними джерелами Pu²³⁸ та Fe⁵⁵, які збуджували флуоресцентне рентгенівське світіння. З їх аналізу було визначено елементний склад поверхневого шару ґрунту Венери (табл. 4.1). Відзначимо, що багаті калієм, ураном і торієм породи поверхневого шару в земних умовах відповідають складу не первинних вулканічних порід, а вторинних, тобто таких, що пройшли суттєву екзогенну переробку. Крім того особливістю переданих панорам є те, що на поверхні Венери залягає крупнощебінчатий і бриловий матеріал темних порід з щільністю 2,7-2,9 г/см³ і інші елементи, які характерні для базальтів.

Окисли елементів	«Венера-13»	«Венера-14»	«Венера-16»
MgO	11,4±6,2	8,1±3,3	11±3,8
Al_2O_3	15,8±3,0	17,9±2,6	16±1,9
SiO ₂	45,1±3,0	48,7±3,6	45,6±3,2
K ₂ O	4,0±0,63	0,2±0,07	0,1±0,08
CaO	7,1±0,96	10,3±1,2	7,3±0,7
TiO ₂	1,59±0,45	1,25±0,41	0,2±0,1
MnO	0,2±0,1	0,16±0,08	0,14±0,1
FeO	9,3±2,2	8,8±1,8	-
SO ₃	-	-	4,7±1,5
Fe ₂ O ₃	-	-	8,5±1,3

Таблиця 4.1. Хімічний склад поверхні Венери (вагові %)

4.2. Mapc

Марс обертається навколо Сонця по орбіті з великою піввіссю 1,524 а. о. та ексцентриситетом 0,093377. Тому умови спостереження з поверхні Землі залежать від того, наскільки близький він до перигелію, чи афелію. Якщо протистояння припадає на перигелій, то відстань між Марсом і Землею буде найменшою (56 млн. км) і таке протистояння називають великим. За афелійних протистоянь відстань сягає 100 млн. км. Під час великого протистояння кутовий діаметр планети становить приблизно 25", а афелійного періоду) 686,98 земної доби. 14". Тривалість року (силеричного Синодичний тобто інтервал часу між період. двома послідовним протистояннями, в середньому дорівнює 780 земних діб. Кожне наступне протистояння настає приблизно на [780 - (365,256.2)] ≅ 50 діб пізніше від попереднього. Тому середній інтервал між двома найближчими великими протистояннями становить 780/50 ≈ 16 земних років. У дійсності, внаслідок великого ексцентриситету, синодичний період може відрізнятися віл середнього до 20 діб, що зумовлює коливання періодичності великих протистоянь в межах15-17 земних років.

Під дією зумовлених іншими планетами збурень орбітальний рух Марса не є точно еліптичним. Він описується так званими оскулюючими елементами, які є елементами еліптичної орбіти і відповідають реальному руху планети на відповідний момент. Вони складаються з монотонно змінних (основних) і періодичних членів. Найчутливішими до збурень є довгота висхідного вузла і перигелію.



Фото. Зображення Марса, складене комп'ютером із серій фото ширококутних камер з орбітальних апаратів КА «Вікінг». Видно синювато-білі водно-крижані хмари (http://photojournal.jpl.nasa.gov/)

На поверхні Марса при наземних спостереженнях спостерігаються світлі (материки) і темні (моря) деталі, за якими було визначено період його обертання навколо осі (24^h37^m22,6679^s ± 0,0026^s). Це значення практично співпало із визначеним за доплерівським зміщенням частоти радіосигналу посадочних

зондів КА «Вікінг-1» і «Вікінг-2» ($24^{h}37^{m}22,663^{s}\pm0,004^{s}$). Обертання Марса є прямим (проти годинникової стрілки для спостерігача, який знаходиться на північному полюсі). Кут нахилу площин екватора та орбіти близький до земного ($23,45^{\circ}$) і змінюється в часі за виразом:

$$i = (25,20^{\circ} \pm 0,01219T) + 0,00006T^{2}, \tag{4.4}$$

де *T* – час в юліанських сторіччях від юліанського дня J.D. 2433282,5. Близькі значення *i* та тривалості доби для Землі та Марса спонукало появу космогонічної гіпотези, згідно з якою вони утворились під час розпаду одного тіла.

Аналіз результатів експериментів з радіозатемнення КА «Маринер-9» показав, що поверхню твердого тіла Марса можна описати тривісним параболоїдом. Еквіпотенціальну поверхню, яка відповідає умовно вибраному рівню з тиском 6,1 мбар, задають значеннями осей: A = 3396,67 км, B = 3395,23 км і C = 3377,22 км. Середньоквадратична похибка становить 1,63 км. Маса планети – 0,1074460 ± 0,0000003 маси Землі, середня густина – 3,95 г/см³, прискорення сили тяжіння – 3,746 м/с².

За даними КА «Марс-2», Марс має дуже слабке магнітне поле з магнітним моментом у межах 2,5-3,1·10¹⁸ Тл/см³. КА «Марс Глобал Сервеєр» виявив, що воно не дипольне і складається з локальних джерел; найсильніші з них мають індукцію близько 0,015·10⁻⁴ Тл і знаходяться у південній півкулі; вони є своєрідними магнітними смугами, що простягаються зі сходу на захід. До того ж, сусідні смуги можуть бути намагнічені в протилежному напрямку. Щодо їх природи існує гіпотеза, згідно з якою магнітне поле або генерується сучасними процесами у рідкому ядрі, або ж є залишком древнього.

Орбіта Марса знаходиться зовні земної, тому за наземних спостережень фазовий кут $\alpha \leq 47^{\circ}$. Ще Дж. Скіапарелі запропонував систему деталей поверхні, номенклатуру яких у 1958 р. затвердив МАС. Оскільки за переданими КА «Маринер-4, -6, -7» зображеннями були побудовані значно детальніші карти, то постало питання надання їм назви. Це спонукало МАС розробити нову номенклатуру, яка була затверджена 1973 р. та яка ґрунтується на наступному.

1. Поверхню розділено на 30 обмежених паралелями і меридіанами районів (рис. 4.26), кожному з яких дано назву класичної альбедної деталі в цьому районі і скорочений шифр із трьох літер, з яких починаються назви всіх кратерів цього району. Для кожного району є окрема карта з масштабом 1:5 000 000.



Рис. 4.26. Розташування і назва 30 районів Марса за номенклатурою МАС

2. Кратери з діаметром понад 20 км (їх близько 6000) позначено двома літерами – від *Aa* до *Zz*. Першу літеру поставлено відповідно до збільшення довготи зі сходу на захід, другу – за порядком збільшення широти з півдня на північ. В районах з максимально високою щільністю кратерів використано трилітерні позначення.

3. Великі кратери (≈ 180 штук) з діаметром, як правило, понад 100 км названо іменами покійних науковців, внесок яких у вивчення Марса чи Сонячної системи загалом був значущим.

4. Інші топографічні деталі об'єднано у 13 класів. Для 12 з них використано, як правило, назви розташованих поряд класичних альбедних деталей, за якими вказано клас (наприклад, Olympus Mons – гора Олімп). Виняток становлять хвилясті канави, назви яких є назвами планети Марс на різних неіндоєвропейських мовах. Нижче наведено визначення деяких із цих класів: Catena – ланцюжок кратерів; Chasma – каньйон; Dorsum (Dorsa) – хребет (хребти); Fossa (Fossae) – вузькі депресії великої протяжності, які зазвичай трапляються групами; Labyrintus – група долин, які перетинаються; Mensa (Mensae) – плоскогір'я з крутими схилами; Mons (Montes) – гора; Patera – кратер неправильної форми або група таких кратерів; Planatia – понижена рівнина.

Крім материків і морів у полярних районах спостерігаються дуже світлі плями, потужність яких змінюється в часі та які називають полярними шапками.

Аналіз проб ґрунту в місці посадки зондів дозволив встановити його геохімічний склад, який, наприклад, у місцях посадки зондів КА «Вікінг-1» і «Вікінг-2» становив (у масових відсотках): SiO₂ – 42,8-44,7 ± 5,3; Al₂O₃ – 5,5-5,7 ± 1,7; Fe₂O₃ – 18,0-20,3 ± 2,9; MgO – 8,3-8,6 ± 4,1; CaO – 5,0-5,6 ± 1,1; K₂O - < 0,3; TiO₂ – 0,9-1,1 ± 0,3; SO₃ – 6,5-9,5 ± 1,2; Cl - 0,6-0,9 ± 0,3. Недостачі до 100 відсотків приписують H₂O, CO₂, Na₂O та, можливо, NO₂.

Ще наземними спостереженнями на диску планети реєструвались короткоживучі (тривалістю в дні) деталі. Одні з них епізодично і відносно часто спостерігались навіть над материками. Оскільки їх фотометричний контраст збільшувався зі зменшенням λ , то їм була приписана конденсатна природа та були названі **білими**, або **синіми**. Інші – чітко проявлялися над морями і в довгохвильовій ділянці спектра, тому їх ототожнили з пилом, а самі хмари назвали **пиловими**. Більшість з них виглядали нерухомими, а їх час життя обмежувався днями. Проте в деякі періоди вони починали швидко збільшуватись за розміром і через досить короткий час вкривали практично всю поверхню настільки непрозорим шаром, що ставали невидимими не лише материки й моря, але інколи й полярні шапки. Таке явище вперше спостерігав Дж. Скіапарелі в 1877 р., а в подальшому його спостерігали практично

в кожне велике протистояння. Періоди, коли постійно були видимі поверхневі деталі диска, назвали періодами високої прозорості атмосфери, а другі – періодами глобальних пилових бур.



Фото. Це зображення з орбітального КА «Вікінг» показує тонку марсіанську атмосферу над областю Аргір (Argyre) (http://photojournal.jpl.nasa.gov/)



Фото. Локальна пилова буря утворюється біля краю південної полярної шапки. Звичайно вони починаються в топографічно підвищених областях при високих теплових градієнтах (наприклад, біля полярної шапки), де вітри найсильніші. (http://photojournal.jpl.nasa.gov/).

4.2.1. Оптичні властивості Марса в період високої прозорості атмосфери

Характеристики інтегрального диску Марса при цьому такі.

1. Зоряна величина планети залежать від довготи центрального меридіану (рис. 4.27) і це треба враховувати при побудові фазових кривих блиску. В довгохвильовій ділянці спектру амплітуда цієї залежності зменшується від $\approx 0,3^m$ при $\lambda = 1,064$ мкм до майже нуля при $\lambda = 0,45$ мкм. В короткохвильовій ділянці спектру змінюється вигляд залежності і відмічається збільшення амплітуди змін зі зменшенням λ , що пояснюється різними чинниками їх формування. Якщо для $\lambda > 450$ нм вона зумовлена асиметрією розміщення материків і морів, то при $\lambda < 450$ нм – асиметрією полярних шапок.

Крім того, виявилось, що форма і амплітуда залежності m(L) змінюється з планетоцентричним схиленням Землі. Довготні ефекти мають місце ще й в поляризаційних і в теплових властивостях. Це є відображенням фотометричного довготного ефекту, зумовленого більшими поляризаційними властивостями (так званий ефект Умова) темних деталей та їх сильнішим нагріванням.



Рис. 4.27. Залежність амплітуди Δm у блиску диска Марса від довготи центрального меридіану. Для $\lambda \ge 730$ нм шкала ординат ліворуч, для $\lambda \le 416$ нм – праворуч

2. У фазовій залежності блиску Марса при $\alpha \le 2,5^{\circ}$ проявляється ефект опозиції, на що вперше вказав Вокульор. При порівнянні найяскравішої (Арабіа) і найтемнішої (Сиртис Майор) деталей диска виявилось, що ефект опозиції сильніше виражений для темної деталі. Що стосується спектральної залежності, то за результатами наземних спостережень максимальне значення амплітуди змін припадає на діапазон $\Delta\lambda$ 430-560нм, а за даними обробки переданих КА «Вікінг Орбітер-1» даних, амплітуда зменшується зі зменшенням довжини хвилі.

3. Аналіз фазової залежності блиску (поза межами ефекту опозиції) показав, що в ІЧ ділянці спектру в апроксимаційному виразі (4.1) правомірно

використовувати лінійну залежність і тільки при λ ≤ 626 нм слід враховувати ще й квадратичну.

4. Щодо спектральної залежності відбивної здатності, то її мінімальне значення припадає на інтервал довжини хвиль 340-380 нм (рис. 4.28). Збільшення альбедо при подальшому зменшенні довжини хвилі зумовлено атмосферою, а в червоній ділянці спектра (рис. 4.29) – спектральними властивостями поверхні.



Рис. 4.28. Спектральна залежність видимого альбедо A диска в УФ ділянці спектра за наземними (+) і позаатмосферними (•) спостереженнями (Δ – значення A поверхневого шару, яке отримано після врахування розсіяння світла в газовій атмосфері)

5. Вигляд фазової залежності ступеня поляризації у видимому та ІЧ діапазонах довжини хвиль визначається, головним чином поверхневим шаром (рис. 4.30), а вплив атмосфери проявляється лише в короткохвильовій ділянці спектра.



Рис. 4.29. Спектральна залежність геометричного альбедо A_g диска у видимій та ІЧ ділянці спектра



Рис. 4.30. Спектральна залежність ступеня поляризації світла Марса від кута фази в протистояння 1967 р. при $\lambda = 1050$, 830, 550 нм (о), 379 нм (•) – шкала ординат праворуч; при $\lambda = 434$ нм (о) – укорочена шкала ординат праворуч

- 244 -

Першочергово це проявляється в тому, що при $\lambda < 450$ нм починає швидко змінюватися положення точки інверсії зі зменшенням λ (рис. 4.31); завдяки цьому при $\alpha = \alpha_i^s$ (тут α_i^s – точка інверсії для поверхневого шару, яка в залежності від планетоцентричного схилення Землі знаходиться в межах 23-27°) при $\lambda < 450$ нм спостерігається додатна поляризація, яка сильно збільшується зі зменшенням λ . Так, за даними позаатмосферного поляриметричного експерименту при $\alpha = 21,7^\circ$ ступінь поляризації збільшувалась практично від 0% при $\lambda = 430$ нм до 5% при $\lambda = 200$ нм.



Рис. 4.31. Залежність точки інверсії α_і від довжини хвилі λ

6. Оскільки болометричне альбедо Марса становить близько 0,26, то його ефективна температура оцінюється в 194 К в афелії та 230 К в перигелії. Що стосується яскравісної температури, то за даними спостережень у тепловій ділянці спектра (їх вперше незалежно здійснили В. Коблентц, К. Лапланд та Е. Петіт, С. Нікольсон в 1922 р. в інтервалі $\Delta\lambda$ 8-14 мкм) вона знаходиться в межах 190-310 К; середнє значення для освітленої частини диска на середній відстані від Сонця $T_{g} \approx 230$ К. Спостереження в радіодіапазоні вперше здійснили К. Маєр з колегами у 1956 р., які вказали на зменшення температури з довжиною хвилі.

Дані досліджень окремих деталей диска виявили наступне.

1. В опозицію ($\alpha \approx 0^{\circ}$) в УФ променях практично відсутнє потемніння краю, при $\lambda > 450$ нм спостерігається зменшення відбивної здатності до краю диска; тому в УФ променях параметр Міннарта k (1.108) становить приблизно 0,5, а в далекій ІЧ ділянці може бути більшим 1. Крім того, значення k збільшується зі збільшенням кута фази. 2. Фотометричний контраст поверхневих деталей знаходиться в широких межах і залежить від довжини хвилі (рис. 4.32), що відображає різну спектральну залежність відбивної здатності материків і морів (рис. 4.33). Крім того, він зменшується при переході від центра до краю диску та збільшується з кутом фази.



Рис. 4. 32. Спектральна залежність відношення відбивної здатності «материк Арабіа / море Сиртис Майор»

Рис. 4.33. Розраховані спектральні альбедо А Марса за умови, що його відбивна здатність відповідає материку Арабіа та морю Сиртис Майор

3. Фотометричний контраст полярних шапок збільшується зі зменшенням довжини хвилі та сильно змінюється в часі.

4. Хоча й вважається, що в УФ променях поверхневий шар є оптично однорідним, але інколи (навіть при наземних спостереженнях) в цих довжинах хвиль були помітні його окремі деталі. Цей ефект було приписано атмосфері Марса, а саме явище отримало назву **«синіх прояснень»**. Для їх характеристики було запропоновано використовувати умовно вибрану одиницю *s*, яка пов'язана з відношенням відбивної здатності світлої і темної деталей виразом

$$\rho_0 / \rho_T = 1 + 0.03s. \tag{4.5}$$

Було встановлено, що амплітуда «синіх прояснень» показує чітку (хоча й неоднакову форму для різних деталей) залежність від кута фази (рис. 4.34) та від часу марсіанської доби.



Рис. 4.34. Зміна з кутом фази амплітуди синіх прояснень деталей Арабіа і Сиртис Майор у протистояння 1969 р.

Е. Слайфер в 1937 р. спостерігав особливо велике «прояснення» і висунув щодо його природи гіпотезу **фіолетового шару**, який складається із сильно поглинаючого аерозолю. Але найімовірнішою тут є дія інших механізмів, у тому числі й зміна ефективності турбулентного замиття фотометричного контрасту деталей. Саме останнє найімовірніше є чинником показаної на рис. 4.34 зміни альбедо. Оскільки на більших фазових кутах кутовий розмір Марса менший, то і замиваючий ефект турбулентним тремтінням буде сильнішим. Крім того, не можна виключити й ефект малопотужних хмарових утворень.

5. Фазова залежність ступеня поляризації світлих і темних деталей різна (рис. 4.35).

6. Ще із наземних спостережень було встановлено, що темні деталі приблизно на 5-10 К тепліші світлих, мінімальне значення температури спостерігається вранці та збільшується більше, ніж на 50 К через 0,5-2^h після полудня, температура зазнає істотної зміни з широтою і порою року. Але найповнішу інформацію щодо теплових властивостей поверхневого шару дали численні космічні експерименти, які проводились орбітальними і спусковими (на трасі спуску і в місці посадок) модулями, а також експериментами по радіозатемненню; саме завдяки цим даним були побудовані досить детальні теплові карти поверхневого шару, вертикальні профілі температури та вивчені закономірності температурної зміни в часі. На цих картах границі холодних деталей і деяких локальних температурних аномалій добре корелюють з виходом низькоальбедних порід та зі смугами на підвітряному боці кратерів; хоча не виключається і те, що деякі теплові аномалії можуть відображати зміну розміру частинок поверхневого шару Марса.



Рис. 4.35. Фазова залежність ступеня поляризації світлих (•) і темних (о) деталей диска Марса

4.2.2. Зміна оптичних властивостей Марса в період глобальної пилової бурі

Спостереження Марса в період глобальної пилової бурі вказало на суттєві зміни оптичних і фізичних характеристик.

1. Додатна поляризація диска при великих значеннях фазового кута різко зменшується і практично зникає ефект залежності кута інверсії від λ і довготного ефекту (рис. 4.36).

2. Не виключена поява другої точки інверсії на куті фази близько 5° та додатної поляризації при $\alpha < 5^{\circ}$.

3. Фотометричний контраст зменшується практично до 0.

4. Видиме альбедо диска при $\lambda > 400$ нм збільшується (при $\lambda = 700$ нм до 30%), а при $\lambda < 400$ нм – зменшується (наприклад, при $\lambda = 211$ нм майже в 3 рази).



Рис. 4.36. Порівняння залежності ступеня поляризації світла *Р* диска Марса в періоди глобальних пилових бур і високої прозорості атмосфери: *a* – 1924-1025 рр.; *б* — 1971-1972 рр.; *I* – пилова буря, *2* – висока прозорість атмосфери

5. Фазова функція у візуальних променях під час пилової бурі повільніше зменшує своє значення зі збільшенням α, ніж в період високої прозорості атмосфери.

6. Еквівалентна ширина смуг поглинання CO_2 при $\lambda = 1,05$ та «1,575 + 1,606» мкм зменшилась приблизно у 2 рази.

7. Температура поверхневого шару знижується на 60-70°, а атмосфери – приблизно настільки ж збільшується.

8. До висот 10-15 км марсіанська атмосфера стає ізотермічною, а на більших висотах температурний градієнт зменшується в середньому від – 3,5 град/км до –2,5 град/км.

9. В тепловому спектрі замість смуг поглинання з'являються емісійні особливості (рис. 4.38).

10. Ефекти пилової бурі найпомітніші в поляризаційних і теплових властивостях і спостерігаються протягом 3 і більше місяців.

 Період очищення атмосфери супроводжується численними повторними її забрудненнями.



0 10 20 0 10 20 0 10 20 0 10 20 0 10 20 30 40 50 60 α° Рис. 4.37. Залежність ступеня поляризації *P* світла диска Марса від кута фази в період пилової бурі в 1973 р. за наземними спостереженнями (•), за даними КА «Марс-5» (о) і в період високої прозорості атмосфери (тонка крива)

12. Фотометричне сканування перпендикулярно лімбу (рис. 4.39) з КА «Маринер-9» показало, що ще через два місяці після найактивнішої стадії розвитку пилової бурі (жовтень 1971 р.) атмосфера була сильно запиленою до висоти не менше 70 км, а після очищення атмосфери на висоті 78 км залишився відносно тонкий аерозольний прошарок.



30.12.1971 p.



Рис. 4.39. Профілі фотометричних сканів перпендикулярно лімбу Марса в період пилової бурі при $\lambda = 305$ нм 05.12.1971 р. (ліворуч), 15.12.1971 р. (*праворуч*); 1 – спостереження, 2 – модель

13. Наслідки пилової бурі проявляються на протязі 30-60 днів у фотометричних властивостях і 90-120 днів у поляризаційних і теплових (для атмосфери).

4.2.3. Рельєф і структура поверхневого шару

В 19-му ст. Дж. Скіапарелі поряд зі світлими й темними деталями на диску Марса виявив і нарисував сітку прямолінійних утворень, які він назвав канали. Це спонукало багаторічні дискусії щодо їх походження і природи. Кінцеву крапку в ній поставили передані КА «Маринер» зображення, за якими побудовали детальні карти всієї поверхні планети. Як виявилось, поверхневий шар насичений численними кратерами та іншими деталями; насиченість кратерами більша у південній півкулі; згадані вище канали інколи можуть відповідати рифтовим долинам, системам хребтів, ланцюжкам кратерів і лінійним альбедним деталям. Панорами з місця посадки зондів показали, що поверхневий шар вкрито каменями різної форми, серед яких особливо вражаючими є практично сферичні котуни, які назвали бейди (рис. 4.40). Аналіз багатьох зображень дозволив дослідити особливості структурних утворень, визначити перепад висоти, встановити відповідні статистичні співвідношення.



Рис. 4.40. Зображення бейдів-котунів на Марсі

Марсіанські кратери умовно поділено на вулканічні та ударні (метеоритні), за віком – на старі та молоді. Майже половина поверхні вкрита старими кратерами, друга половина – молодими кратерами і рівнинними відкладеннями. Хоча безпосередньої кореляції між насиченістю кратерами та альбедо не виявлено, але інколи можна говорити про опосередковану кореляцію. Так, низинні світлі рівнини Еллада та Аргір, які розташовані в середині гігантських кільцевих структур, характеризуються мінімальною густиною кратерів.

Відмічено, що кратери метеоритного походження (ударні) і вулканічні мають дещо різну форму. Ударні кратери майже круглі, мають кільцевий вал з характерною структурою (внутрішня і зовнішня тераси) та, в залежності від розміру, можуть мати ще й центральну гірку (великі кратери) і внутрішній вал (надзвичайно великі). Вулканічні кратери часто знаходяться на вершині куполоподібних підвищень, мають гладкий край, а їх довкілля вкрите лавовими потоками і канавами; найяскравішими представниками вулканічних кратерів є кратери на вершині найвищих 4-х гір (Olympus, Arsya, Pavonis i Askraeus – Олімп, Арсія, Павлин і Аскрея).



Фото. Хмари навколо найвищого у Сонячній системі вулкана Олімп (http://photojournal.jpl. nasa.gov/)

Великі кратери в переважній більшості вкриті дрібнішими, але зовсім мало було знайдено свіжих великих кратерів з добре розвинутим полем викинутого матеріалу і променевими системами. У переважної більшості з них поле викиду було помітно зруйноване, або засипане пізнішими насипами. Характерною властивістю молодих кратерів є наявність навколо них шару викидів і низьких гребенів на їх зовнішньому краї.
- 253 -

1558 молодих кратерів розділено на 6 типів. До першого віднесенні кратери з діаметром, як правило, менше 10 км з одним валом, до 2-го – дещо більші за розміром, але з двома валами, для 3-го характерна наявність у їх оточенні маленьких кратерів, для 4-го – радіальна текстурована структура зовнішнього валу і розмір у межах 10-30 км. Кратери з діаметром менше 10 км не показують такої структури, тоді як кратери з діаметром більше 30 км мають значно складнішу структуру і віднесені до 5-го типу. До 6-го типу віднесені так звані **млинцеподібні** кратери, що мають, як правило, діаметр менше 5 км. Кратери деяких типів та їх кількість переважно зв'язані з відповідним матеріалом в місці їх розташування.

На молодих лавових потоках спостерігається втричі більше вторинних кратерів, ніж на рівнинних чи гірських місцевостях, та в 10 разів більше, ніж на старих ділянках поверхні. Кратери практично всіх типів не показують залежності їх кількості від широти. Винятком є млинцеподібні кратери, які переважно спостерігаються на широті більше 40° в обох півкулях.

Вулкани Марса розділяють на **щитові** й **провальні кальдери** чи **патери.** Схили щитових вулканів порізані радіальними системами лавових потоків, каналів і гряд шириною в кілька кілометрів і завдовжки в сотні. Патери мають незначний нахил зубчатих граней на кальдерах, у багатьох з них існують радіальні канали на схилі.

В області Арабіа Терра були зареєстровані **схожі на гідротермальні джерела горби**, які мають невелику висоту й еліптичну форму та які приписують **грязевим вулканам**. Загадку принесли отримані камерою THEMIS КА «Марс Одіссей» зображення вулканічного плато Фарсіда (або Тарсіс – Tharsis), на яких було виявлено 7 **темних провалів** на схилах одного з чотирьох найвищих у Сонячній системі вулканів – Арсія. Вони отримали назву «Сім сестер» (Дена, Хлоя, Венді, Ені, Еббі, Ніккі і Джінн) і мають діаметр в межах 100-252 м. Вважається, що це глибокі колодязі, або вхід у глибокі печери під поверхнею, тобто вони є провалами у стелі величезних підземних печер, а на освітлених косими променями зображеннях на стінках усередині об'єкта добре видно деякі деталі, які йдуть майже вертикально.

Ще одним типом характерних деталей є так звані каньйони і руслоподібні канали, які нагадують русло річки; інколи там зустрічаються ланцюжки кратерів, яким також притаманна пошарова будова верхньої кори. На отриманих КА «Mars Global Surveyor» (Марс Глобал Сервейср) зображеннях були виявлені форми рельєфу, які отримали назви **піраміда** і **сфінкс** (рис. 4.41).



Рис. 4.41. Скельні породи в цидонійському районі Марса (піраміди, дороги, сфінкси)

Подекуди поверхня планети вкрита багатошаровими породами, схожими на земні осадові породи, які залишилися після відступу моря. Серед виявлених на поверхні Марса утворень особливої уваги заслуговують руслоподібні проточні канави і так звані **меандрові долини.** На переданих з КА «Марс Глобал Сервейєр» і «Mars Reconnaissance Orbiter» (Марс Реконайсенс Орбітер) зображеннях виявлено **чарункову структуру** на дні деяких кретерів (рис. 4.42), її пов'язують зі стисненнями замерзлих гірських порід.

Аналіз структури внутрішньої поверхні 266 ударних кратерів показав, що тріщини по їх дну багато разів перетиналися, утворюючи на поверхні окремі області з максимальним розміром до 250 м. При цьому середній розмір таких областей складав 70-140 м, а ширина тріщин у ґрунті змінювалася від 1 до 10 м; такі багатокутники оточені тріщинами з усіх боків.



Рис. 4.42. Чарунки одного з кратерів

Перепад висоти на поверхні Марса визначався за даними про зміну інтенсивності молекулярних смуг поглинання вуглекислого газу, інтенсивності в далекому УФ, де практично відсутнє альбедне різноманіття поверхневих деталей, по вивченню радіозатемнення при заході КА в тінь Марса та по радіоі лазерній локації. Найгрунтовнішу лазерну локацію здійснив КА «Марс Глобал Сервейєр», який виконав близько 30 млн. вимірювань висоти з середньою похибкою 13 м, на рівнинах – до 2 м. Це дозволило побудувати топографічну карту двох півкуль (рис. 4.43) на якій западини позначені темнішим (гладкі області), а гори світлішим кольором (плямисті і порізані області).

Ретельні вимірювання показали, що західна півкуля Марса у середньому дещо вища, ніж східна, а зайняті рівнинами площі в них практично однакові. Аналіз кратерних утворень вказав на існування відмінності в залежності «кількість – розмір» для різних типів і «насиченість кратерами – розмір», а також можливий зв'язок останніх з віком.



Рис. 4.43. Топографічна карта Марса за даними КА «Марс Глобал Сервейєр»

На топографічній карті виділяються дві великі за розміром підвищені ділянки, в центрі яких знаходиться область Тарсіс та Іарудіа (Япігія, Апулія) та які рознесені по довготі на 120°. Вони мають продовгувату форму і витягнуті з південного заходу на північний схід.

З дещо більшим вертикальним масштабом на рис. 4.44 показана північна полярна шапка.



Рис. 4.44. Північна полярна шапка в комп'ютерній реконструкції за даними лазерного локатора. Вертикальний масштаб збільшено в 100 разів

Приблизно вздовж широти -5° на кілька тисяч кілометрів через підвищення Тарсіс простягається система гігантських рифтових долин Маринера, які подібні земним каньйонам тектонічного походження. Між широтами -30° і -65° розташовані дві низинні рівнини – Еллада та Агрір, але вже трохи меншого розміру. Між глибиною кратерів h та їх діаметром D існують співвідношення, які, наприклад, за даними КА «Вікінг-1» і «Вікінг - 2» мають вигляд

h =
$$0,157D^{0,936}$$
 при D ≤ 3,6 км (45 кратерів) (4.6a)

та

 $h = 0,258 \cdot D^{0,557}$ при $D \ge 3,6$ км (127 кратерів). (4.66)

За даними оптичних і теплових характеристик поверхневого шару та РЛ експериментів визначалось значення спектрального альбедо (A = 0,07-0,45), параметра пористості Хапке (0,6), розмір мікронерівності (частинок) поверхневого шару (від 20 до 5000 мкм), а також такі фізичні характеристики, як ефективна діелектрична проникність є', коефіцієнт теплової інерції К' (0,0012-0,0109) і тангенс втрат на різній ареографічній довготі, значення яких досить сильно різниться для різних деталей.

Особливою є проблема рідкої (замерзлої) води на Марсі, розмови про яку точаться щонайменше з 1666 р., коли відкриті Дж. Кассіні полярні шапки були ототожнені зі сніговими відкладеннями. У середині 20-го ст. О. Лебединський висунув ідею про закриті пиловим шаром потужні льодові відкладення, яку активно розвивав В. Давидов. За оцінками, товщина вічної мерзлоти на Марсі може сягати 0,5 км у приекваторіальних районах і 2 км у приполярних.

Активний пошук води розпочався на початку 21-го ст. за допомогою численних КА, які умовно можна розділити на такі, дані яких найкоректніше можна пояснити саме відкладеннями води і на опосередковані. До перших відносяться **полярні шапки**, візуальні спостереження яких дозвлили встановити, що їх найбільший розмір припадає на зиму, а мінімальний – на літо (рис. 4.45). Весною світлі ділянки змінювалися темними і їх розташування поступово посувалося від екватора до полюсів.

Тому цей ефект було названо **хвилею потемніння** та навіть приписувалося рослинності. При цьому, північна шапка зменшує розмір повільніше, ніж південна; це пояснюється тим, що в північній півкулі літо припадає на афелій орбіти Марса.



Рис. 4.45. Ліворуч – північна полярна шапка поперечником приблизно 1100 км влітку, праворуч – південна полярна шапка влітку (за даними КА «Марс Глобал Сервейєр»)

В подальшому з'явилися дані про багатошарову структуру полярних шапок, на якій видно майже двокілометрові вертикальні кручі. Нижній основний шар (товщиною у кілька кілометрів) приписують змішаному з пилом водяному льоду і він представляє собою постійну складову шапок. Сезонні зміни форми полярних шапок приписують зміні верхнього шару (товщиною менше 1 метра) з твердої вуглекислоти (так званого сухого льоду), який взимку інколи простягається до широти менше +50°, а весною практично повністю щезає. Крім того, існує ще й зміна розміру шапок від року до року.

Для пояснення асиметрії полярних шапок було висловлено дві гіпотези. Згідно однієї, це зумовлено тим, що поверхня північної півкулі залягає в середньому на кілька кілометрів нижче від південної та є світлішою; їй притаманно більше осадових глинистих порід, які здатні абсорбувати велику кількість води, тому нерівномірний розподіл цих порід регулює кількість водяної пари і зумовлює спостережну асиметрію. У цьому випадку можна було б чекати, що такий несиметричний розподіл води дуже давній, принаймні не молодший за більшість сучасних осадових порід, тобто, йому близько мільярда років.

Згідно іншої гіпотези причиною є асиметрія зміни сезонів у двох півкулях, яка викликана помітним ексцентриситетом (е = 0,09) орбіти Марса. За таких умов модуляція сонячного потоку між афелієм (точкою максимального віддалення від Сонця) і протилежною точкою – перигелієм – досягає 40%, тому тепер літо в північній півкулі довше й холодніше, ніж у південній. Нижча ніж у перигелії температура зумовлює конденсацію водяної пари в атмосфері на відносно невеликій висоті (нижче 10 км), тобто там, де домінують направлені до екватора повітряні потоки глобального конвективного переносу.



Фото. Змонтоване по фото з телескопом Хаббла сезонне зменшення північної полярної шапки світлого кольору. Зліва направо – жовтень 1996 р., січень 1997 р., березень 1997 р.

На Землі такий перенос існує тільки в тропічних широтах і є причиною так званих пасатних вітрів. Вище за рівень конденсації вода не проникає через швидке гравітаційне осідання мікронного розміру кристалів конденсату. Цей ефект приводить, зокрема, до утворення в афелії тропічного хмарного поясу, який замикає випаровувану полярною шапкою воду в північній півкулі.

Водночас у перигелії (у набагато тепліший період часу) хмари слабко впливають на перенос між півкулями і тому вода, що сублімує з південної полярної шапки, перемішується рівномірніше. За геологічно короткий час такий сезонний «насос» цілком міг би перекачати воду до тієї півкулі, літо в якій припадає на проходження афелію орбіти.

До опосередкованого способу пошуку води відноситься виявлення ознак наявності підповерхневої води. Одним з перших можна назвати РЛ експеримент в 1971 і 1973 рр., коли була виявлена аномальна за відбивною здатністю деталь (у районі Solis Lacus – озера Сонця) з надзвичайно високою гладкістю, яку було пов'язано з рідкою водою на глибині 50-100 см. До аналогічного висновку привів і РЛ експеримент у 2005 р. за допомогою радара

MARSIS, який вказав на можливу наявність великої кількості льоду на глибині в кілька кілометрів. Найбільші його скупчення зафіксовано в полярних областях і в кратері, розміщеному в середніх північних широтах у районі Chryse Planitia (Рівнина Хриса).

Наявність льоду поблизу екватора пояснюється дуже низькою теплопровідністю ґрунту, завдяки чому добове прогрівання досягає лише невеликої глибини.

Інший прояв пов'язують з переданим КА «Марс Експрес»» зображенням дна кратера діаметром 35 км і глибиною 2 км на Великій Північній Рівнині (Vastitas Borealis на широті +70°), у якому було виявлено круглий надзвичайно світлий диск (рис. 4.46), на одному з внутрішніх країв якого зверху видно світлу речовину. Оскільки за притаманної цьому району температури там не може бути твердого CO_2 , то ці поклади були приписані водяному льоду, який не випаровується завдяки тому, що вал кратера висотою до 300 м екранує сонячне світло. Товщина шару льоду оцінена в 200 м.



Рис. 4.46. Поклади водяного льоду та інею на поверхні Марса

Досить вагомі докази існування води на Марсі дав аналіз одних і тих же ділянок поверхневого шару на отриманих КА «Марс Глобал Сервейєр» і «Марс Реконаєнсенс Орбітер» зображеннях у 1999, 2001 і 2004, 2005 рр., який виявив зміни, що могли бути зумовлені лише рідиною. Серед них – поява промоїн на підсонячних схилах долин і кратерів, у яких спостерігались яскраво забарвлені відкладення (рис. 4.47). Вони, можливо, є гряззю, сіллю або інеєм, які залишили потоки рідини.

Це значить, що Марс є геологічно активнішим, ніж уявлялося раніше, та що потокова активність зосереджена в середніх широтах і знайдені структури не старші від кількох десятків чи навіть одиниць років; вони нагадують сліди рідини, що просочується з-під кори вічної мерзлоти. Характерно, що всі сліди водно-селевої ерозії були виявлені на північних схилах глибоких каньйонів у північній півкулі і на південних схилах у південній півкулі, де атмосферний тиск і температура, хоч і ненадовго, але дозволяють зберегти воду від моментального холодного закипання.



Рис. 4.47. Яскраві смуги з «гіллястими» закінченнями характерні для «алювіальних» потоків, в одному з ударних кратерів, що в кратері Ньютона. Мозаїка трьох зображень отриманих у січні-травні 2000 р.

Вважається, що вода там просочилася з тріщин, які виникли, наприклад, після падіння метеорита, що міг пробити один з численних підземних резервуарів. Більше того, в одному з розташованих на широті -37° схилі, де денна температура може інколи перевищувати 0°С, цілком можлива вода і в рідкому стані. Деякі результати спектрометрії у видимій та IЧ ділянках спектра також пов'язують з водяним льодом. Так, за даними КА «Mars Express», відкладення у південній полярній шапці за інтенсивністю смуг поглинання діляться на три типи: 1) суміш водяного льоду з діоксидом вуглецю CO₂, 2) водяний лід (довжина відкладень у кілька десятків кілометрів), 3) водяний лід покритий тонким шаром замерзлих кристалів CO₂.



Фото. Розташування водовмістних мінералів – філлосилікатів і гідратованих сульфатів за даними спектрометрів «OMEGA». (http://photojournal.jpl.nasa.gov/)

Нарешті, марсохід «Опорт'юніті» виявив нові можливі ознаки слідів води, які проявляються темними зазубринами вертикальних пластин, розташованих на краю виступу основної породи (рис. 4.48). Виступ було приписано шару породи, що утворився, коли старіші шари розтріскалися й багата мінералами вода почала просочуватися крізь тріщини, залишаючи позаду себе мінеральні відкладення, з яких якраз і утворилася міцніша від довкілля порода.



Рис. 4.48. Смуга тонких зазубрених вертикальних пластин на краю виступу основної підстилаючої породи (фото з з марсохода «Опорт'юніті»)

Саме вона при ерозії основного грунту залишилася у вигляді вертикальних зубців. На цій багатошаровій поверхні чітко видно свідчення присутності води в минулому: незвичні мінерали, порожнини, що залишилися після розчинення солей, гематитові сферичні кульки тощо.

4.2.4. Газова і аерозольна складова атмосфери і природа пилової бурі

Наземна спектроскопія надійно вказала на наявність CO_2 і не виключала присутність водяної пари. Але їх відносну концентрацію, інші складові та ізотопи вдалося встановити лише за даними спектрофотометрії з орбітальних апаратів та із експериментів у місці роботи посадочних модулів і на трасах їх спуску. Виявилось, що в атмосфері Марса основною складовою є CO_2 (93,32%), помітними є N_2 (2,7%), Ar (1,6%), O_2 (0,13%), CO (0,07%), H_2O (0,03%, змінна величина) та в надзвичайно малій кількості Ne, Kr, Xe та O_3 . Було визначено ізотопний склад ряду атомів.

Наявність озону в районі північної полярної шапки на широті понад 45° вперше виявила УФ спектрометрія КА «Маринер-9» в центрі найпотужнішої його смуги при $\lambda = 260$ нм (так звані смуги Хартлі). Її потужність змінювалась у часі: максимум припадав на зиму ($\cong 6 \cdot 10^{-3}$ см-атм), мінімум – на літо (< $3 \cdot 10^{-4}$ см-атм). Згодом наявність озону підтвердили й дані КА «Марс-5». Дж. Ноксон з колегами за високодисперсною спектроскопією (із спектральною роздільною здатністю близько $4 \cdot 10^5$) на тлі дифузно відбитого сонячного випромінювання зареєстрував емісію озону, яка зумовлена його фотолізом.

Найдостовірніші та близькі між собою дані про усереднене по диску значення атмосферного тиску p_0 дав аналіз наземних спектрофотометричних і поляриметричних спостережень, а також отриманого з орбіти Землі спектрального розподілу відбивної здатності в далекому УФ. Так Дж. Гранджін та Р. Гуді з аналізу інтенсивності смуг поглинання вуглекислого газу при $\lambda = 1,575$ і 1,605 мкм визначили значення добутку $p_0^2 \gamma = (1,6 \pm 0,5) \cdot 10^2$ мбар², який для атмосфери з відносною концентрацією CO₂ $\gamma = 1$ відповідає тиску 13 ± 2 мбар.

Приблизно таке ж значення ($12 \pm 5 \text{ мбар}$) для верхньої межі тиску отримав Д. Еванс за результатами аналізу даних про відбивну здатність диска в діапазоні $240 \le \lambda \le 350$ нм. Тут розглядалась модель чисто газової атмосфери з відносною концентрацією CO₂ (0,3) та азоту (0,7). О. Мороженко із аналізу поляризаційних властивостей в УФ ділянці при фазовому куті рівному точці інверсії для підстилаючої поверхні в моделі газоаерозольного шару з нормально-логарифмічним законом розподілу частинок за розміром і дисперсією розміру 0,1 оцінив значення дійсної частини показника заломлення (1,5 \le n_r \le 1,6), середньо-геометричного значення радіуса частинок (\approx 0,05 мкм), оптичної товщини газової (0,016) та аерозольної (0,028) складових при $\lambda = 355$ нм, а в моделі атмосфери з чистого CO₂, тиску 7,5 мбар.

Принципово нові можливості відкрили польоти КА. Так, за даними експерименту з радіозатемнення при заході КА «Маринер-4» за лімб було

оцінено тиск в межах 4,1-5,7 мбар. Але найповнішу інформацію дали експерименти з КА «Маринер-9», «Вікінг-1», «Вікінг-2» та інших. З'ясовано, що залежно від координати місця заходу та виходу з поза диску атмосферний тиск змінюється від 2,8 до 10,8 мбар. На підставі цих даних для так званого середнього рівня Марса було прийнято значення р₀ = 6,1 мбар.

Параметри аерозольної складової також оцінювались за різними спостережними даними. Оскільки дані поляриметричного методу для періоду високої прозорості атмосфери приведені вище, то тут акцентуємо увагу на аналізі даних у період глобальної пилової бурі 1971 р. В моделі півнескінченного суто аерозольного шару зі згаданою вище функцією розподілу сферичних частинок за розміром, аналізувались спостережні дані в жовтні – першій декаді листопада, на який припадав період максимальної активності пилової бурі. Оскільки в цей період фазовий кут змінювався в надзвичайно обмеженому інтервалі (37-43°), то аналіз вівся методом порівняння спостережної і розрахованої спектральної залежності другого параметра Стокса Q. Найкраще узгодження було досягнуто при $n_r = 1,59 \pm 0,01$ та $r_0 \ge 8$ мкм. В цій моделі пилового шару за спектральною відбивною здатністю було визначено спектральне значення альбедо одноразового розсіювання і за ним - спектральне значення уявної частини показника заломлення n_i, яке зменшувалось від 0,0025 при $\lambda = 260$ нм до 0,0001 при $\lambda =$ 717 нм

Велике різноманіття розміру дав аналіз спектрофотометричних і теплових спостережень (0,24-1,55 мкм для чистої атмосфери і 0,035-30 мкм в період пилової бурі). Моделювання періоду очищення атмосфери внаслідок осідання частинок (який, в принципі, дає оцінку найменшої за розміром складової) в залежності від допущення про тривалість періоду очищення, форму частинок і врахування чи нехтування турбулентною дифузією – також дає широкий спектр розміру частинок (0,7-30 мкм). Оцінки оптичної товщини за даними спектрофотометричних і теплових властивостей також знаходяться в широких межах. Так, для пилового шару в 1971 р. це значення було оцінено в $5, 6 \le \tau_0 \le 40$.

Починаючи з місій КА «Вікінг-1» (В1) та «Вікінг-2» (В2), які опустили зонди в двох місцях з координатами $\psi = +22,27^{\circ}$, L = 47,94° та $\psi = +47,67^{\circ}$, L = 225,71°, було започатковано отримання зображення Сонця, Фобоса (супутника Марса) і яскравості марсіанського неба навколо Сонця через вузькосмугові світлофільтри в діапазоні 400-1100 нм. Такі вимірювання велися упродовж 1100 марсіанських діб протягом 1-2 годин після сходу і до заходу об'єкта; за цими даними по методу Бугера оцінювалась оптична товщина. Так, за даними В1 і В2 були отримані такі результати. 1. Середнє значення оптичної товщини становило ~ 0,5 у місці посадки В1 та 0,3 – В2, мінімальне значення було трохи більше 0,18.

2. Визначені з аналізу зображення Фобоса величини τ_0 систематично на 0,1-0,2 були меншими.

3. Вранішні вимірювання весь час давали істотно більше значення оптичної товщини, ніж вечірні, що було приписано ефекту вранішніх і вечірніх туманів, оптичну товщину яких оцінено в 0.2.

4. Мінімальне значення оптичної товщини припадало приблизно на 13^h марсіанської доби.

5. Спектральну залежність оптичної товщини було визначено лише один раз зі спостережень Фобоса. Її максимальне значення припадало на $\lambda = 550$ нм і було дещо меншим при $\lambda = 500$ і 670 нм.

Відзначимо, що наявність приповерхневого туману робить атмосферу неоднорідною і його оптична товщина, до того ж, змінюється в часі. Тому використання у даному випадку методу Бугера було не зовсім коректним і внаслідок цього (як показало відповідне моделювання) оцінювані значення то були завищені на величину, яка могла сягати вказаного її мінімального значення. Підтвердженням цього практично слугує те, що завжди прослідковувалось збільшення оцінюваного значення то зі зменшенням повітряної маси. Протягом періоду функціонування зондів В1 і В2 на Марсі мали місце 2 локальні пилові бурі, у які оптична товщина пилового шару сягала 4.

Тривалий час вважалося, що глобальні пилові бурі припадали на великі протистояння, що було спростовано після 1971 р., коли дещо слабші помутніння атмосфери спостерігались в протистояння 1973, 1975 та 1977 рр. Крім того, у деякі протистояння (наприклад, 1956, 1973 і 1977 рр.) реєструвались по дві пилові бурі, рознесені в часі приблизно одним місяцем відносно високої прозорості. В протистояння з високою прозорістю атмосфери досить часто відмічались локальні пилові хмари. Статистика пилових бур свідчить, що глобального масштабу набувають локальні пилові бурі, які зароджуються у південній півкулі при аероцентричній довготі Сонця L_s в межах від 200 до 310°.

Нагадаємо, що літнє сонцестояння у північній і південній півкулі відбуваються при $L_s = 90^\circ$ і 270°. Не виключено, що й раніше пилові бурі відбувалися значно частіше, але їх просто не помічали. Однією з причин цього могло бути те, що, як правило, візуальні та фотографічні спостереження проводились лише впродовж короткого проміжку часу (приблизно два місяці до та два місяці після опозиції), коли кутовий розмір диска досить великий. Так, наприклад, поляризаційні спостереження Марса в 1956 і 1973 рр., які розпочалися приблизно на 2 місяці раніше від фотографічних, зареєстрували в першому випадку останню стадію, а в другому – початкову 1-ої пилової бурі.

Детальне вивчення процесу зародження та ослаблення багатьох пилових бур показало практично однаковий сценарій їх розвитку. Так, для бурі 1971 р., коли планету активно досліджували за допомогою різноманітних наземних засобів та з КА «Маринер-9» і «Марс-3», локальні жовті хмари спостерігались ще в липні, але реально пилова буря стала розвиватися з появи на початку вересня широких білих смуг над східним краєм диска, які в середині місяця розділились на дві жовто-червоні хмари: південну – над районами Еллади, Моря Серпентіс (східніше довготи 340°) та північно-західну – над районами Аеріа, Арабіа, Моаб (між довготами 320-0°), які спочатку не показували помітного розвитку.

Лише після 20 вересня вони почали активно розвиватися і південна хмара до 27 вересня вже охопила майже всю південну частину спостережного диска, а північна – північно-східну його частину.

До 3 жовтня межі південної і північної хмар з'єднались і закрили практично весь спостережний диск (крім Моря Сиреніум), а після 12 жовтня Марс був повністю окутаний практично непрозорим пиловим шаром. Середня швидкість поширення хмар становила 30-40 км/год. Перші прояви прояснення були зареєстровані лише наприкінці листопада, хоча в подальшому реєструвались нові хвилі посилення активності процесу виносу пилу в атмосферу. Так, на отриманих КА «Маринер-9» 14 листопада зображеннях виявилося, що відкритими, або частково видимими були лише 5 деталей, у тому числі південна полярна шапка і найвищі деталі поверхні Марса – гори Олімп, Арсіа, Павоніс тощо.

Щодо механізму, який забезпечує доставку пилу в атмосферу, існує кілька гіпотез. Найпривабливішою була модель активного вулканізму, який стимулюється гравітаційним впливом Землі за мінімальної її відстані до Марса. Дещо пізніше С. Даувільєр висловив думку, що жовті хмари утворюють продукти випаровування летючих галогенідів, які входять до складу вулканічної лави. Взаємодіючи з водяною парою, вони утворюють аерозолі, що є основною складовою пилового шару. Нині ці гіпотези не отримали спостережної підтримки, а основним механізмом прийнято вважати (подібно до земних пилових бур) підняття пилу з поверхні. Розвитку цього механізму присвячено багато робіт, згідно яким виконується наступна послідовність.

Переходу частинки у завислий стан передує її рух (перекочування, або ковзання) по поверхні, для цього необхідна швидкість вітру

$$U_r > (4_g r \gamma_a / \gamma_g C_d)^{1/2},$$
 (4.7)

де C_d – коефіцієнт лобового опору. Через наявність тертя між частинкою та поверхнею, коефіцієнт к якого завжди менше 1, перекочуванню частинок передує ковзання, для якого потрібна трохи менша швидкість вітру

$$U_r = \left(4_g r \gamma_\alpha \kappa \gamma_g C_d\right)^{1/2},\tag{4.8}$$

величина якої залежить від форми частинок і найменшою є для сфер. Згідно з теорією турбулентного руху поблизу поверхні існує ламінарний шар з вертикальним профілем швидкості

$$U(h) = U^*(h)\gamma_g/\eta_d, \tag{4.9}$$

де U^* – динамічна швидкість. Якщо припустити, що при h = r, $U(h) = U_r$, то критична швидкість визначається як

$$U^* \cong 0.2 U_{\rm kp} ({\rm Re}_f)^{1/2},$$
 (4.10)

де Re_f — число Рейнольдса. Виявилось, що критична швидкість спочатку зменшується зі зменшенням розміру частинок (рис. 4.49), досягаючи мінімального значення при $r = r_{\text{кр}}$, після якого має місце зворотна картина, що зумовлено впливом молекулярних сил зчеплення між частинками. У цьому разі $r_{\text{кр}}$ залежить від тиску і при $p_0 = 5-10$ мбар $r_{\text{кр}} \cong 50$ мкм.

Перекочування чи ковзання частинок найчастіше відбувається по гладенькій поверхні. Оскільки в реальних умовах ці процеси відбуваються на шершавій поверхні, то тут матиме місце явище, яке отримало назву стрибання частинок, або сальтації. Лабораторні дослідження показали, що при $U > U_{\rm kp}$ більшість пилинок рухається стрибкоподібно. Вони стрибають майже вертикально вгору і відразу ж у повітряному потоці значно підвищується їх горизонтальна швидкість, а тому вони падають на поверхню вже під гострим кутом до горизонту (рис. 4.50).

При зіткненні з поверхнею частинка може знову піднятись у повітря, викликаючи рух інших частинок, або витрачаючи свою енергію на дроблення великих частинок. Унаслідок такого механізму процес переносу пилу набуває характеру ланцюгової реакції. Найсприятливіші умови для приведення частинок до стану підстрибування мають місце при значенні $h_0 < 1$ см. За наявності сили зчеплення мінімальне значення динамічної швидкості вітру буде ефективно діяти для обмеженого інтервалу розміру частинок і, згідно з лабораторними і теоретичними дослідженнями, знаходитиметься в межах швидкості вітру 50-100 м/с.



Рис. 4.49. Залежність критичної $U_{\kappa p}$ і порогової V_{∞} швидкості вітру від розміру частинки 2r у разі різного значення атмосферного тиску p_0 і температури



Рис. 4.50. Процес стрибання (h – висота, l – довжина стрибання) частинок з густиною 3 г/см³ і радіусом 75 мкм в умовах Марса (\Box) і Землі (о) при швидкості вітру 26 м/с для Землі і 100 м/с для Марса; цифрові позиції відповідають швидкості руху частинок (V, м/с), приведеним у табл. 4.2

Таблиці 4.2. Цифрові позиції, що відповідають швидкості руху частинок у м/с для Землі і Марса

Позиція	Земля	Mapc	Позиція	Земля	Mapc
1	2,6	5,3	8	23,1	67,6
2	4,7	12,9	9	23,5	
3	7,2	22,6	10	23,6	
4	12,6	37,3	11	23,7	
5	15,4	53,2	12	23,7	
6	18,8	61,8	13	23,5	
7	22,1	65,7			

При відсутності сили зчеплення збільшення значення динамічної швидкості вітру при зменшенні розміру частинок якщо не повністю щезає, то все ж значно ослаблюється. Оскільки в умовах досить сухої марсіанської атмосфери ймовірність наявності водяної плівки на поверхні частинок досить мала, то виникають сприятливіші умови для підняття в атмосферу дрібніших частинок, тобто частинок з радіусом менше 50 мкм. Модельні розрахунки вітрових процесів на Марсі показали, що за всіх інших рівних умов більші швидкості вітру притаманні поверхні зі складним рельєфом у літній час у південній півкулі.

Так, наприклад, для широти ближче до полюса за -30° горизонтальна складова швидкості вітру може легко досягати 40 м/с, а вертикальна 0,2 м/с. Додатковим механізмом, який підсилює вітрові процеси, може бути випаровування СО₂, який конденсується в нічний час.

Сучасні метеорологічні спостереження свідчать, що реальна швидкість вітру на Марсі не лише відповідає вищезгаданим умовам для підняття частинок в атмосферу, але часто і значно їх перевищує. Наприклад, у вересні 1977 р. незадовго до дня весняного рівнодення (при аероцентричній довготі Сонця 340°) поблизу місця посадки модуля В1 спостерігалась місцева пилова хмара, яка переміщувалась із швидкістю \cong 50 м/с. Розмір частинок поверхневого шару також сприятливий для розвитку пилової бурі. Так, за даними про теплову інерцію розмір частинок було оцінено в межах 10-2500 мкм, з аналізу поляризаційних характеристик – 20-60 мкм і по відбивній здатності світлих деталей –70-100 мкм.

Моделі розвитку пилових бур розроблялись багатьма дослідниками. Більшість з цих моделей дуже близькі між собою, тому зупинимося лише на моделі П. Гієраша та Д. Гуді (рис. 4.51).

Ця модель побудована з використанням математичного апарату, розробленого для земних пилових бур. За їх сценарієм початкова стадія також пов'язана з утворенням локальних пилових хмар, що складаються з великих частинок і займають площу від 10^5 до 10^7 км²; такі оцінки знаходяться у повній відповідності зі спостереженнями. Час утворення таких хмар становить близько 3 діб. Проіснувавши 10-13 діб, ці хмари можуть або розпастись, або розвинутись у глобальну бурю, яка вважається другою стадією бурі. Помітну роль при цьому відіграють також ексцентриситет орбіти планети і момент проходження нею перигелію. Крім того, вони показали, що частинки з радіусом від 10 до 20 мкм можуть бути піднятими на висоту, яка рівна подвійному значенню шкали висот H_a , а з меншим радіусом – на значно більшу висоту.



Рис. 4.51. Модель пилової бурі. R_0 і R – радіус зародження пилової бурі на відповідному рівні в атмосфері

Механізм появи двох розділених коротким проміжком часу пилових бур запропонував Р. Хаберле. На його думку, пилові бурі південної півкулі зароджуються при наявності сильно розвинутої конвективної чарунки Хедлі в екваторіальній області, в результаті чого велика кількість пилу переноситься у північну півкулю. Це призводить до зменшення середньої меридіональної циркуляції, внаслідок чого чарунка суттєво стискається. Після дисипації початкової пилової хмари атмосфера очищається і після цього відбувається повторний розвиток активної циркуляції та нової пилової бурі. Концепцію пилових бур, механізмом появи яких є підняття пилу з поверхневого шару, підтверджують спостереження. Так, за даними спостережень модулів В1 і В2 регулярно мала місце зміна атмосферного тиску з характерним періодом від однієї до кількох діб з частотою близькою до добової і півдобової гармоніки. Ці зміни приписано нормальним модам так званих *нестаціонарних хвиль Кельвіна глобальних масштабів*. На початковій стадії розвитку пилової бурі були відкриті ще й псевдодобові та псевдопівдобові зміни, яким приписується роль тригера у формуванні пилової бурі.

Крім того, було знайдено, що приблизно за чверть року до їх початку значення середньодобового тиску зазнавало специфічних змін. Передані космічними апаратами зображення виявили наслідки вітрової ерозії на поверхні у вигляді ямок, їх ланцюжків і лінійних ерозійних утворень. Простежується певний зв'язок між ними і турбулентністю атмосфери. Наприклад, ямки і кратери частіше спостерігаються на підвітряному боці платоподібних поверхонь і на їх вершині, тобто, в місці сприятливішому для розвитку потужного вітрового процесу. Крім того, в місці посадки B1 і B2 було виявлено «почервоніння» поверхні, зменшення фотометричного контрасту окремих деталей і збільшення відбивної здатності. Оскільки найвідчутнішим це було після пилової бурі, то ці ефекти були приписані ефекту осідання пилу. Так, наприклад, якщо пиловий шар з оптичною товщиною в межах 15-40 рівномірно вкриває всю поверхню планети, то товщина пилу, який осяде, становитиме 0,1-0,3 мкм.

Зважаючи на вказані вище великі розміри пилових частинок виникає питання, завдяки чому він може підніматися на висоту до 70 км і в такій дуже розрідженій атмосфері протягом кількох місяців утримуватись в ній. Один з таких механізмів запропонував К. Леові з колегами. При оцінках значення середнього радіуса частинок вони врахували вертикальний рух в атмосфері, зумовлений нагріванням пилових частинок. Нехтуючи зумовленим ІЧ випромінюванням охолодженням пилинок для визначення швидкості їх вертикального підняття V_T запропоновано наступний вираз:

$$V_T \cong \left[(dT/dh) + (g/c_p) \right]^{-1} \cdot (Q_T / \gamma_g c_p), \tag{4.11}$$

де g/c_p – сухоадіабатичний градієнт, c_p – питома теплоємність при постійному тиску, Q_T – швидкість нагрівання елементарного об'єму за рахунок поглинання світла частинками, значення якого для сильно поглинаючих частинок можна знайти з формули

$$Q(h) \cong -E_0 \,\omega_a(d\tau/dh) \exp[-\tau(h)/\mu_0]. \tag{4.12}$$

Наприклад, при значеннях $\omega_a = 0.5$, $\tau_0 = 2$ і $dT/dh + g/c_p = 0,003$ град/м, для V_T отримано оцінку близько 2 м/с, яке достатнє для виключення можливості випадіння частинок з радіусом ≈ 30 мкм. Очевидно, що хоча такі висхідні потоки виникають вдень, але вони збільшують період очищення атмосфери. Це підтверджується дослідженням теплових властивостей Марса, згідно яких на висоті з тиском 2 і 0,3 мбар у другій половині листопада 1971 р. вечірня температура була систематично більша від вранішньої, відповідно, на 35 і 25 К.

На час знаходження частинок на даній висоті суттєвий вплив здійснює турбулентна дифузія атмосфери, врахування якої вперше (щоправда лише стосовно зміни оптичної товщини з висотою) здійснив Б. Конрас при аналізі теплових властивостей марсіанської атмосфери під час дисипації пилового шару в 1971-1972 рр. Він розглянув модель монодисперсного аерозолю сферичної форми, розмір якого залишався незмінним упродовж усього періоду очищення атмосфери; для розподілу концентрації частинок з висотою Б. Конрас використовував вираз

$$N(h) = N(0)\exp\{\nu[1 - \exp(h/H_g)]\},$$
(4.13)

де

$$\nu = H_g V_s / D_t = t_D / t_s(0), \tag{4.14}$$

 $t_D = H_a^2/D_t - час, за який досягається практично рівномірний вертикальний розподіл частинок при дуже інтенсивному перемішуванні, коли середня швидкість висхідних потоків значно більша швидкості падіння частинок у спокійній атмосфері V_s. Було показано, що залежно від значення параметра v встановлюються різні вертикальні профілі концентрації пилових частинок. Наприклад, при v = 0,001 концентрація не змінюється до висоти приблизно 40 км, при v = 0,1 спостерігається поступове зменшення концентрації вже з нульового рівня.$

Для знаходження конкретного значення v використано вже згадувані фотометричні профілі та так звану ефективну висоту пилового шару h_t , значення якої встановлювали так, щоб в розподілі (4.13) їй відповідала точка з $h_t = -H_g \ln v$, тобто висота на якій $t_s(h) = t_D$. З'ясовано, що для $h_t \cong 50$ км v = 0,007.

Подальше моделювання показало, що у випадку несферичних частинок розподіл на рис. 4.36 може бути змодельований при менших значеннях D_t . Існуючі оцінки D_t різняться щонайменше на 3 порядки (від 10^5 до 10^8), що не виключає факту його збільшення з висотою.

В моделі, що

$$D_t(h) = D_t(0)\exp(h/H_a).$$
 (4.15)

були проаналізовані дані рис. 4.36. Це дозволило оцінити для періоду найактивнішої стадії пилової бурі 1971 р. зміну значення D_t з висотою

$$D_{t}(h) = 3 \ 10^{7} [p_{o}(0)T(h)/p_{o}(h)T(0)]^{1/2}, \tag{4.16}$$

а також зміну шкали висоти H_a і оптичної товщини аерозолю з висотою (табл. 4.3).

Таблиця 4.3. Зміни з висотою шкали висоти H_a та оптичної товщини аерозолю в атмосфері Марса.

h, км	0	12	24	36	48	56	64	72
Н _а , км	11,6	10,4	9,0	7,2	5,8	4,8	3,9	3,5
τ_{a}	42,2	15,3	4,95	1,35	9,267	0,0702	0,0140	0,0018

4.2.5. Конденсаційні хмари

Умовно ці хмари поділяють на два типи. До першого відносять ті, які формуються пізнім ранком і відразу ж після полудня. Вони зазнають значної зміни протягом доби і набувають максимальної яскравості через кілька годин після появи перших ознак їх зародження. За ім'ям першовідкривача їх називають хмари Райта іноді – «теплими», оскільки їх місцезнаходження корелює з температурною аномалією поверхневого шару. Хмари другого типу не зазнають помітної зміни упродовж доби, їх найімовірніше місце появи холодні приполярні райони. Якщо час життя хмар першого типу обчислюється годинами, то другого - на порядок триваліший. Так, за даними КА «Вікінг» над північним полярним районом білі хмари спостерігались над великими ділянками поверхні з пізнього літа до ранньої весни. Влітку тут простежувались подібні до земних циклонних утворень спіралеподібні системи. висота інколи сягала 50 КМ. Різні протистояння яких характеризуються різною активністю утворення білих хмар. Особливо активними в цьому сенсі були протистояння 1950 і 1952 рр.

Аналіз даних стосовно появи білих хмарових утворень другого типу показав, що найчастіше вони з'являються у північній півкулі, де частота їх появи приблизно втричі більша, ніж у південній. Крім того, імовірність їх появи визначається сезоном: найбільшою вона є на аероцентричній довготі Сонця $L_s \cong 25^{\circ}$ (після проходження перигелію) і поблизу рівнодення при $L_s \cong 275^{\circ}$. На зображеннях з високою просторовою роздільною здатністю з КА «Вікінг» були виявлені хмари, які ніби «прив'язані» до вулканічної вершини. Проте найґрунтовнішими є дослідження, які базуються на даних спектрофотометрії в тепловій ділянці спектра, отримані, наприклад, КА «Марс Глобал Сервеєр» протягом понад одного марсіанського року.

Перші результати експерименту, який розпочався у вересні 1997 р. $(L_s = 184^\circ)$, показали, що оптично тонкі ($\tau_0 < 0.06$ при $1/\lambda = 825$ см⁻¹) хмари і

туман були широко розповсюджені та мали чітко виражену широтну залежність. У період, який припадав на $L_s = 224^\circ$, у південній півкулі знялася локальна пилова буря, під час якої видимість білих хмар повністю щезла, але відновилась після її затухання. Зонально усереднена потужність хмарових утворень, яку було отримано в перші дні проведення експерименту і через марсіанський рік, дещо різнилася між собою. На початку літа в північній півкулі були присутні великі за розміром низькоширотні білі смуги, що мали чітку довготну залежність, яка зникла в період, коли довгота Сонця була в межах 140-150°. Цим підтверджено, що найпотужніші хмарові утворення з $\tau_0 \cong 0,6$ спостерігались над вершинами з великим розміром кратерів вулканічного походження. Не виключено, що ще й нині марсіанські вулкани не зовсім припинили свою діяльність, що може проявлятись у викиді значної кількості водяної пари.

За даними радіометричного експерименту було визначено спектральну залежність оптичної товщини в тепловій ділянці спектра (рис. 4.52), яка вказала на те, що в моделі монодисперсного аерозолю його найімовірніший радіус знаходиться в межах 1-2 мкм.



Рис. 4.52. Спостережні (**■**) і розраховані (*1-3*) для монодисперсного аерозолю залежності відношення спектрального значення оптичної товщини до її максимального значення від довжини хвилі для різного розміру частинок r: I - 4 мкм, 2 - 2 мкм, 3 - 1 мкм

Дані цього експерименту підтвердили також факт існування на лімбі великих за розміром, але оптично тонких ($\tau_0 < 0,04$) хмаринок, які мали чітко виражену вертикальну стратифікацію до висоти 55 км. Крім того, аналіз зображення краю диска Марса, які отримувалися практично всіма КА, також вказав на існування в межах висоти від 30 до 90 км оптично і геометрично тонких аерозольних прошарків, найімовірніше конденсаційної природи. Оптична товщина цих прошарків на висоті 78 км оцінюється в 0,001-0,0001, а середній радіус частинок – менше 0,05мкм. Природу білих хмар і туману пов'язують з конденсатом водяної пари, а інколи, можливо, й вуглекислого газу.

4.2.7. Проблема життя на Марсі

Наприкінці 19-го і в першій половині 20-го ст. багато дослідників Марса були переконані в існуванні життя на Марсі, найактивнішими прихильниками і популяризаторами цього були американський астроном П. Лоуелл і радянський Г.А. Тихов. Якщо перший замальовані Скіапарелі канали вважав гігантськими за розміром орошувальними системами, то другий – всі спостережні сезонні зміни (особливо в кольорі та відбивній здатності) приписував рослинності. Нагадаємо також теорію еманації Е. Штебера, згідно якої джерелом води на Землі була мантія, а утворення води відбувається в свердловинах вулканоїдів при таких хімічних реакціях:

 $CO + H_2 = CH_4 + H_2O - у$ температурному інтервалі 900-300°С;

 $nCO + (2n + 1)H_2 = CNH(2n + 2) + nH_2O - у$ температурному інтервалі 300-250°С.

У першому випадку, окрім води, утворюється метан (основа природного газу), у другому – вуглеводні з великою молекулярною вагою (основа бітумів – нафти) і деякі вуглеводні, частково розчинені у воді. Винесені на денну поверхню разом з грязевою лавою водний розчин вуглеводнів і гумусу (Штебер виявив у складі вулканоїдних вод гуміновокислі солі – гумус), і є тим *«коктейлем»*, в якому зароджувалися перші клітини органічного життя. По Штеберу, гумус є також основою виникнення покладів кам'яного вугілля на Землі (на відміну від поширеної біогенної гіпотези походження цього покладу). Таким чином, органічне життя на планеті пов'язане не тільки з водою, але й з корисними копалинами вуглеводневого і вуглецевого характеру. В зв'язку з цим, при подальших дослідженнях Марса слід звертати увагу не тільки на сліди води, але й на сліди бітумів, гумусу, вугільних сланців тощо. Перші експерименти з виявлення життя на Марсі пов'язані з посадковими модулями КА «Вікінг-1» і «Вікінг-2». Один з експериментів базувався на пошуку органічних складових методом хромато-масспектрометрії двох зразків марсіанського грунту з рівнини Хріса. Їх нагрівали до 500 К і досліджували гази, що виділялися при цьому. Оскільки були знайдені лише молекули води і вуглекислого газу, то було зроблено висновок, що якщо молекули органіки й існують, то їх масова концентрація менше 10⁻⁹.

Друга серія експериментів проводилась 3-ма приладами, які входили в біологічний комплекс і базувались на методі мічених атомів. В якості сітки слугував ізотоп C^{14} , що знаходиться в суміші CO_2 і CO_2 або в поживній рідині. Аналізатор газообміну модуля «Вікінг-1» після двох годин інкубації показав 15-кратне збільшення вмісту кисню порівняно з нормою. Через 24 години концентрація кисню зросла ще на 30 %, але потім стала знижуватися і через тиждень vпала до нуля. У другому експерименті частина проби завантажувалася в резервуар із живильним бульйоном, у якому знаходилися радіоактивні атоми. Аналізатор детектував виділення газів і виявив збільшення вмісту двоокису вуглецю, причому майже таке, як і при аналізі біологічно активних зразків земного ґрунту. Та незабаром і в цьому приладі рівень виділень упав майже до нуля. Третій експеримент був націлений на реєстрацію поглинання ізотопу вуглецю ¹⁴С можливими органічними сполуками марсіанського грунту. При цьому марсіанський вуглекислий газ 12 був замінений на радіоактивний ¹⁴С, а ґрунт було освітлено подібними до сонячних променями. Такий експеримент проводили тому, що в земних умовах мікроорганізми дуже добре засвоюють вуглекислий газ. Пробу марсіанського грунту нагрівали, для того, щоб виявити засвоєний радіоактивний вуглець ¹⁴С. I цей експеримент дав неоднозначний результат: вуглець то засвоювався, то ні. На «Вікінгу-2» виділення кисню зі зразків проходило набагато повільніше, ніж на «Вікінгу-1». Остаточним був висновок, що ці результати не можна пояснити лише хімічними реакціями і що кількість мікроорганізмів у місці посадки «Вікінгів» мізерно мала, або їх там немає взагалі.

Оскільки модулі КА «Вікінг» не виявили ознак життя то перед майбутніми марсоходами ставилась задача пошуку слідів рідкої води. Одначе зараз існує кілька опосередкованих свідчень про можливе існування примітивних форм життя на Марсі, до яких, крім вже згаданої води, відноситься відкриття метану в його атмосфері. Оскільки метан досить нестабільний хімічний елемент, то напрошується висновок, що джерело цього газу знаходиться на самій планеті. Зараз відомо лише 2 способи безперервного поповнення атмосфери метаном: вулканічна активність і діяльність бактерій, що виробляють його з кисню і двоокису вуглецю. Оскільки жодного діючого вулкану на поверхні Марса поки що не виявлено, то залишається можливим визнати гіпотезу про біологічне походження метану і, отже, про наявність там простих форм життя.

4.3. Титан

Супутник Сатурна Титан був відкритий в 1655 р. К. Гюйгенсом. Він є єдиним серед супутників і малих тіл Сонячної системи, який окутаний потужною атмосферою. Хоча його оптичні та теплові властивості (у тому числі й відкриття атмосфери) були отримані за наземними спостереженнями, але найважливіша інформація була отримана спочатку з прольотної траєкторії (КА «Піонер-11», «Вояджер-1» та «Вояджер-2»), пізніше КА «Кассіні» опустив зонд на поверхню супутника. Загальні характеристики Титана приведені в табл. 4.4.

Як видно, хмаровий шар не є суцільним і його потужність змінюється в часі. Основні результати спектрофотометричних, поляризаційних і теплових спостережень зводяться до наступного.

Дата відкриття	1655 рік - Крістіан Гюйгенс				
Середня відстань від Сатурна	1221,870 км				
Екваторіальний радіус	2576 км				
Maca	1,35·10 ²³ кг				
Щільність	1,88 г/см ³				
Сила гравітації на поверхні	1,352 м/c ²				
(екватор)					
Швидкість утікання	2,639 км/с				
Період обертання (тривалість доби)	15,94542 земних діб				
Орбітальний період навколо	15,94542 земних діб				
Сатурна	синхронізований з обертанням				
Швидкість руху по орбіті	5,58 км/с				
Ексцентриситет	0,0288				
Нахил до площини екліптики	0,33°				
Яскравісна температура	94 К				
Склад атмосфери	азот N, метан CH_4 , Етан C_2H_6				
Тиск	1,467 бар				
Середнє альбедо	0,22				

Таблиця 4.4. Загальні характеристики Титана

На рис. 4.53 наведено отримані КА «Кассіні» зображення Титана.



Рис. 4.53. Мозаїки зображення Титана (зліва направо: 28.10.2005, 26.12.2005 і 15.01.2006), скомпоновані по трьох зображеннях у фільтрах при $\lambda = 1.6, 2.01$ і 5 мкм

1. Візуальна зоряна величина у середнє протистояння становить $8,39^{\text{m}}$, показники кольору U–B = $0,75^{\text{m}}$, B–V = $1,30^{\text{m}}$, V–R = $0,88^{\text{m}}$ i R–J = $0,11^{\text{m}}$.

2. Перші спектральні спостереження в ближній ІЧ ділянці спектра здійснив Г. Койпер на початку 1940-х років; вони вказали на наявність потужних смуг поглинання метану (майже таких як і на Юпітері та Сатурні).

3. Спостереження на телескопі Хабла показали сезонні зміни спектрального альбедо Титана (рис. 4.54).



Рис. 4.54. Зміна відносної відбивної здатності (I) Титана при $\lambda = 472$ (x) і 551 нм (\Box) з довготою Сонця L_s

4. Мають місце короткоперіодичні зміни блиску, амплітуда яких, наприклад, у К фільтрі не перевищує 0,3^m.

5. Розподіл яскравості по диску залежить від довжини хвилі. Так, наприклад, значення параметра Міннарта k складає $0,77 \pm 0,03$ при $\lambda = 440$ нм та $0,85 \pm 0,03$ при $\lambda = 640$ нм.

6. Північний і південний полярні райони мають різну спектральну відбивну здатність і їх відмінності дещо міняються в часі (рис. 4.55).

7. Фазові залежності зміни блиску дещо змінюється з λ.

8. Крім смуг поглинання метану виявлені ще й смуги, ототожнені з C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 , HCN, C_3H_4 , C_3H_8 .

9. На фазовій залежності ступеня поляризації практично відсутня гілка від'ємної поляризації, максимальне значення Р припадає приблизно на $\alpha = 90^{\circ}$ (рис. 4.56).

10. Ефективна температура Титана становить 83 ± 2 К, яскравісна – збільшується зі збільшенням λ і в сантиметровому діапазоні може сягати 200 К і більше.



Рис. 4.55. Спектральна залежність відношення відбивної здатності північної (I_N) і південної (I_S) півкуль Титана у 1994 (1), 1995 (2) 1996 (3) і 1997 (4) pp.



Рис. 4.56. Фазова залежність ступеня поляризації *P* Титана при λ = 264 (а) і 750 нм (б) за спостереженнями (•) і розрахунками (криві) для різного середнього радіуса (мкм, цифри на рисунку); вертикальні лінії – похибки

11. Аналіз поляризаційних спостережень у моделі сферичних частинок виявився досить неоднозначним: дійсна частина показника заломлення знаходиться в межах від 1,5 до 2,0, ефективного радіуса – від 0,20 до 0,35 мкм. Не виключалась наявність верхнього шару з ефективним радіусом частинок близьким до 0,05 мкм. Уявна частина показника заломлення збільшується зі збільшенням довжини хвилі від 0,001 при $\lambda = 250$ нм до 0,01 при $\lambda = 635$ нм.

Під час спуску зонда «Гюйгенс» з висоти 1270 км протягом 2,5 годин проводились експерименти з вивчення атмосфери і структури поверхні.

Було встановлено, що у верхньому шарі атмосфери азот становить 98,4%, метан – 1,6%, концентрація якого біля поверхні збільшилась до 5%. У незначній кількості виявлено й інші гази, головним чином вуглеводні – етан, пропан, ацетилен (C_2H_6 , C_3H_8 , C_2H_2). Був зареєстрований потужний шар частинок на висоті від 23 до 25 км, вище якого на висоті 50, 60-80, 200, 375 і навіть 500 км над поверхнею допускається існування смогу з продуктів фотодисоціації метану. Температура атмосфери на початку спуску становила 70,5 К, на поверхні – 93,65 ± 0,25 К, тиск – 1,467 ± 0,001 бар. Крім того, було визначено ізотопний склад атмосфери, згідно якого відношення ¹⁵N/¹⁴N триразово перевищує земне та в 6 – Юпітера, у якого, як вважається, ізотопи збереглися в майже первинному стані. Несподіванкою було виявлення ізотопу аргон-40, що трактується як свідчення присутності вулканічної діяльності з викиданням водяного льоду і аміаку.



Фото. Мозаїчна панорама поверхні Титана, складена зі знімків, зроблених з висоти (зверху вниз) 30, 8, 1,5 і 0,3 км (http://nssdc.gsfc. nasa. gov/ photo_gallery)

Було виявлено взаємодію між магнітосферою Сатурна і атмосферою Титана, що проявляється у вигляді газової хмари перетином до 80 000 км, яка слідує за Титаном по його орбіті навколо Сатурна і яка свідчить про те, що верхній шар атмосфери Титана безперервно руйнуються. Тобто Титан поступово втрачає свою речовину і цей матеріал тягнеться за ним шлейфом, закручуючись навколо Сатурна. Відмічалась також різниця тиску у півкулях, що (оскільки в цей час у південній півкулі було літо) було приписано відмінності в умовах нагрівання поверхні. Вимірювання швидкості вітру показали, що на висоті ~ 120 км вона була ~ 120 м/с, на 60 км різко впала і в межах останніх 7 км польоту становила лише кілька метрів за секунду. На поверхні вітру практично не було, тільки легкий бриз в межах 0,3 м/с. Напрям вітру біля поверхні співпадав із напрямком обертання Титана (із заходу на схід) і при спуску він двічі мінявся: спочатку на висоті 6 км і вдруге за 700 м до поверхні. Вважається, що ці дві точки є дуже важливими для розуміння циркуляційного процесу атмосфери супутника.



Фото. Посадковий модуль «Гюйгенс» і розташування на ньому наукових приладів. 1. HASI – вимірює фізичні і електричні характеристики атмосфери. 2. GCMS – виявляє і вимірює хімічний склад атмосфери. 3. ACP – засмоктує і аналізує аерозольні частинки. 4. DISR – здійснює знімки при спуску і вимірює рівень освітленості. 5. DWE – вивчає напрям і силу вітру. 6. SSP – визначає фізичні характеристики поверхні (http://nssdc.gsfc.nasa.gov/photo gallery)

За моделлю Т. Токано верхній поворот напрямку зумовлений різницею температури між північною і південною півкулями, нижній відбувається на межі між нижньою і верхньою частиною величезних циркуляційних потоків

(відомих як пояс Хендлі), який циркулює від південного полюса до північного і в зворотному напрямку та є основним чинником нагрівання атмосфери. Такий величезний пояс Хендлі може мати місце тільки на об'єкті з малою швидкістю обертання. Сонячний вітер, заряджені частинки магнітосфери Сатурна і космічні промені іонізують атмосферу Титана, утворюючи іоносферу, максимум електронної концентрації якої припадає на висоту ~ 60 км.

Що стосується поверхневого шару, то ще у 1994 р. дослідження з КТХ вперше виявили на передній півкулі величезний континент і велику кількість темних деталей, які назвали морями. Пізніше їх зареєстрували в ІЧ променях і наземними телескопами (Кек на Гавайях і Дуже Великий Телескоп в Чилі). Але найкраще структура поверхневого шару Титана була вивчена за зображеннями, які передав орбітальний модуль КА «Кассіні» і спускний модуль «Гюйгенс».

Крім того, радаром КА «Кассіні» проскановано приблизно 60% північного полярного регіону для широти більше +60° по широті та значна ділянка навколо південного полюса (рис. 4.57-4.60). Виявилось, що на зображеннях чітко проявляються кратерні утворення (рис. 4.59), хоча і з незначною насиченістю, гірські хребти, тектонічні розломи, безліч дивних темних (моря, озера) і яскравих плям (рис. 4.60), руслоподібних утворень з численними розгалуженими притоками, розкид окремих брил тощо.



Фото. Можливо, це плаває лід в озерах Титана (http://photojournal.jpl.nasa.gov)



Рис. 4.57. Поверхня Титана з висоти 8 км; світліша частина – суша, темніша - метаново-етанова річка (http://photojournal.jpl.nasa.gov)



Рис. 4.58. Панорами в місці посадки зонда показують зміщення на поверхні Титана (стрілки) на двох послідовних знімках з різницею в часі у кілька секунд (http://photojournal.jpl.nasa.gov)

Велика яскрава область північної півкулі отримала назву Ксанаду, яку вважають не гірським хребтом, а чимось плоским. Припускають, що можна говорити й про тектонічну активність на Титані.



Рис. 4.59. Кратер Ксе (http://photojournal.jpl.nasa.gov)



Рис. 4.60. Знімок острова у морі Титана з КА «Кассіні» (http://photojournal.jpl.nasa.gov)



Фото. Карта поверхні Титані визначає розташування гір, названих МАС іменами гір Середземномор'я (http://photojournal.jpl.nasa.gov)

Більшість вершин у гірських районах Титана мають близьку до 120 м висоту, а найвища вершина сягає 1930 м. Ряд кратерних структур мають подібну до ударних кратерів з яскравим зубчатим обідком морфологію, а їх нечисленність вказує на молодість поверхні Титана. Вважається, що кратери з діаметром менше 35 км повинні бути молодшими 200 млн. років.

Кратери розповсюджені неоднорідно. Так, в області Ксанаду їх щільність у 2-9 разів більша, ніж на решті поверхні, а в екваторіальній області (на дюнах) – набагато нижча; відмічається незначна перевага кількості кратерів на лідируючій півкулі, що пов'язують з ерозійними процесами. До ударних кратерів відносять Ксе (діаметр 29 км, вал висотою 300-500 м, плоске заглиблене на 800 м дно з центральним піком і радіальні викиди речовини, рис. 4.59); Сінлап (діаметр 80 км, внутрішній вал розташований по колу діаметром близько 40 км), Менрва (діаметр 444 км, східний вал піднімається майже на 300 м, дно знаходиться на 500 м нижче оточуючого простору, а центральна вершина піднімається на 450 м вище дна). Панорама на рис. 4.58 демонструє мікрорельєф у вигляді розкиданих округлих каменів, поперечник найбільшого з яких сягав 15 см. Їх згладжені контури зазвичай набуваються при тривалому перекочуванні.

Цікавим є факт швидких змін на поверхні. Так, на багатьох зображеннях за 2008 р. було виявлено, що зафіксовані 2-3 роки тому морфологічні деталі поверхневого шару змістились майже на 30 км і це не відповідає прогнозу згідно стандартної моделі обертання. Одним з можливих пояснень є те, що глибоко під крижаним поверхневим шаром існує океан з води й аміаку.



Фото. Радарне зображення трьох паралельних гірських хребтів на Титані. (http://nssdc.gsfc.nasa.gov/photo_gallery.)
Розділ 5. Планети-гіганти

о цього типу планет належать Юпітер, Сатурн, Уран і Нептун. Їх характерною особливістю є великий розмір і низька середня густина (близько 1 г/см³) (табл. 5.1), внаслідок чого дискутивним є питання про тверде силікатно-залізне ядро. Відзначимо, що приведений тут розмір відноситься до верхньої границі хмарового шару на рівні в атмосфері з тиском 1 бар. Як видно, лише для Юпітера ефекти зміни сезонів мають бути майже непомітними, тоді як для інших планет, особливо для Урана, вони – суттєві.

Таблиця 5.1. Небесно-механічні характеристики планет-гігантів

Характеристика	Юпітер	Сатурн	Уран	Нептун
Велика піввісь, а. о.	5,202803	9,53885	19,1819	30,0578
Ексцентриситет	0,04845	0,05565	0,04726	0,00858
Сидеричний період	11,86223	29,4577	84,0139	164,793
(земні роки)				
Синодичний період	398,88	378,1		
(земні доби)				
Кут нахилу площин	1°18′17″	2°29′22″	0°46′23″	1°46′22′′
орбіти та екліптики				
Кут нахилу площин	3°05′	26°26'	97°55′	28°48′
екватора та орбіти				
Екваторіальний	71492 ± 4	60268 ± 4	25559 ± 4	24766 ± 15
радіус, км				
Стиснення диска	0,06487	0,098	0,02993	0,01712
Маса, в масах Землі	317,83	95,146	14,54	16,1
Густина, г/см ³	1,34	0,701	1,58	1,64
Сила тяжіння				
на екваторі,	2312 ± 1	896±1	869±1	1100
см/с ²				
на полюсі,	2701 ± 1	1214±1	919±1	1141
см/с ²				
Зоряна величина V в	-2,7	+0,67	+5,52	+7,6
середнє				
протистояння				

Іншою характерною особливістю є наявність в їх екваторіальній площині кілець і супутників, загальна кількість яких станом на 21 червня 2012 р. становила 168 (Юпітер – 66, Сатурн – 62, Уран – 27, Нептун – 13), та близький хімічний склад атмосфери (водень $\approx 85\%$ і гелій $\approx 15\%$). Малими складовими є метан, смуги поглинання якого у видимій та ІЧ ділянці спектра настільки щільно розташовані в спектрі, що для довжини хвиль $\lambda > 530$ нм фактично відсутні ділянки неперервного спектру; потужність смуг поглинання посилюється з переходом від Юпітера до Нептуна. Внаслідок цього, у далекій ІЧ ділянці спектра геометричне альбедо Урана й Нептуна має практично нульове значення. Крім того, навіть на спектрограмах Юпітера з низькою дисперсією чітко видно смугу поглинання при $\lambda = 645$ нм, до якої пізніше додались ще й смуги поглинання при $\lambda = 551$ нм і 790 нм (яка накладається на досить потужну смугу поглинання метану) та в тепловій ділянці спектру. Що стосується Сатурна, то лише при фотоелектричній спектрофотометрії вдалося виявити смугу поглинання при $\lambda = 645$ нм.

Несподіванку приніс перерахунок за даними про спектральну залежність геометричного альбедо значення монохроматичних коефіцієнтів поглинання метану k_v на умови теплового режиму планет-гігантів. Згідно отриманим результатам, у спектрі Юпітера поряд з депресіями при $\lambda = 541$, 645 і 790 нм були виявлені депресії подібної форми ще й при $\lambda = 603$ і 932 нм, які також були приписані аміаку. У випадку Сатурна, депресію при $\lambda = 790$ нм не було виявлено, що може бути зумовлене не лише присутністю смуги поглинання метану, але й тим, що вона формується у верхньому шарі атмосфери при температурі ≈ 100 К.

В УФ ділянці спектра планет-гігантів, особливо в довжині хвиль, які відповідають фраунгоферовим лініям Н і К Са, чітко проявляється ефект комбінаційного розсіяння (у вигляді так званих **псевдоемісій** і **духів** цих ліній), інтенсивність яких найменша у Юпітера і Сатурна. Високодисперсна спектроскопія планет-гігантів виявила також тонку коливально-обертову структуру смуг поглинання аміаку і метану (лише при $\lambda = 0,666$ і 1,1 мкм) у якій, як і передбачає теорія, обертові лінії розщеплені, та квадрупольні лінії поглинання молекули водню S(0), S(1) і Q(1) переходів 3-0 і 4-0. Якщо відносну концентрацію цих газів визначають за інтенсивністю смуг і ліній поглинання (про що детальніше буде мова пізніше), то концентрацію гелію визначають за даними лабораторних експериментів в оптичному і радіодіапазоні, але найкоректнішим вважається порівняння спостережного і розрахованого теплового спектру для різних моделей хімічного складу (рис. 5.1). Відзначимо, що інтенсивність квадрупольних ліній збільшується при переході від Юпітера до Нептуна.



Рис. 5.1. Спостережний (суцільна крива) і розрахований (штрихові) для різної концентрації Не (1 – 17, 2 – 15,5, 3 – 14%) тепловий спектр Урана

У тепловій ділянці спектра цих планет виявлено слабкі смуги поглинання та емісійні деталі фосфіну PH₃, етану C₂H₆ (емісійна смуга v₉ при λ = 10 мкм), ацетилену C₂H₂ (емісійна смуга v₅ при λ = 10 мкм), водяної пари і GeH₄, а також лінії CO смуги поглинання 1—0 при λ = 5 мкм, R6, R7 і R11 ціановодню HCN в інтервалі $\Delta\lambda$ 1,35-1,37 мкм. На початку 1960-х років у центрі фраунгоферової лінії H_α спектра Юпітера було виявлено емісійне ядро, яке було приписане полярному сяйву на цій планеті, УФ спектрометрія з KA «Вояджер-1» і «Вояджер-2» безпосередньо виявила потужну емісійну лінію Лайман альфа (L_{α}) H в області λ = 120 нм та інші емісійні лінії і смуги водневих серій Лаймана і Вернера (рис. 5.2), світітння яких залежить від довготи центрального меридіану в системі III (див. п. 5.1). Зокрема, інтенсивність світіння в лінії L_{α} найменшою (\approx 14,4 кР) була на довготі 200-300°, а максимальною (19,7 кР) – на 110°, тоді як на нічній стороні – лише 0,7-1,0 кР. Пізніше такі емісії було виявлено і в спектрі інших планет-гігантів.

Що стосується відносної концентрації у малих атмосферних складових, то вони визначались, в основному, з аналізу молекулярних смуг поглинання та теплового випромінювання, у тому числі й у радіодіапазоні, та становлять наведені у табл. 5.2 значення.



Рис. 5.2. Смуги водневої емісії серії Лаймана (L) і Вернера (W) у спектрі Юпітера за даними КА «Вояджер-2» у полярному районі (1) і на екваторі (2)

Таблиця	5.2.	Відносна	концентрація	γ	малих	атмосферних	складових
планет-гігантів							

	Юпітер	Сатурн	Уран, Нептун
γ(CH ₄), %	0,1-0,26	0,1-0,69	0,000003-0,000007
γ(NH ₃), %	0,014-0,028	0,0003-0,0045	-
D/H	$(1,3-5,2)\cdot0^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$(0,48\pm0.15)\cdot10^{-4}$
C/H	$(0,42-1,5)\cdot 10^{-5}$	$(2-7,8)\cdot 10^{-4}$	$(5,4-90)\cdot 10^{-3}$
$^{12}C/^{13}C$	25-110	60	-
N^{15}/N^{14}	0,0037-0,02	-	-
C/N	19(+13, -7)	-	-

Експерименти на КА «Галілео» також були спрямовані на визначення відносної концентрації. Так, за даними мас-спектрометрії $\gamma = 0.21 \pm 0.04\%$ для метану та $\leq 0.23\%$ для аміаку на рівні зі значенням тиску $p_o > 15$ бар; за ослабленням радіосигналу зонда на трасі його спуску $\gamma = 0.0.08\%$ для аміаку в межах тиску 2-15 бар (рис. 5.3).



Рис. 5.3. Зміна молярної концентрації аміаку з тиском за даними експерименту по радіозатемненню на КА «Галілео».

Як видно, межі, у яких знаходиться оцінка відносної концентрації в атмосфері Урана й Нептуна настільки великі, що їх можна трактувати як відображення реального факту того, що у залежить від глибини. Тому при визначенні вертикальної структури хмарового шару (п. 5.6) визначалась ще й закономірність зміни відносної концентрації метану з глибиною:

$$\begin{aligned} &\ln\gamma = -9,982 + 2,676 \Delta \ln p & (0,358 \le \ln p \le 1,544), \\ &\gamma = 0,00382 & (1,544 \le \ln p) & (5.16) \end{aligned}$$

для Урана та

$$\begin{split} &\ln\gamma = -9,738 + 2,561 \Delta lnp \quad (0,324 \leq lnp \leq 1,616), \\ &\gamma = 0,00554 \quad (1,616 \leq lnp) \quad (5.26) \end{split}$$

для Нептуна. Тут значення тиску р бралося в барах.

Радіоспостереження, у тому числі й з КА, виявили дипольне магнітне поле у планет-гігантів, найпотужніше і найповніше вивченим з яких є магнітне

поле Юпітера: кут нахилу до осі обертання складає 10,6-10,8°, полярне зміщення від центра планети (0,01-0,03) $R_{\rm N0}$, екваторіальне змішення (0,10-0,11) $R_{\rm N0}$, дипольний момент $\approx 1,5\cdot 10^{32}$ Тл·см³. Для інших планет магнітне поле значно слабкіше і характеризується таким магнітним моментом: Сатурн $\approx 2\cdot 10^{31}$ Тл·см³, Уран $\approx 3,6\cdot 10^{25}$ Тл·см³ (вісь магнітного диполя нахилена на 58,6° відносно осі обертання планети), Нептун $\approx 2\cdot 10^{25}$ Тл·см³. Завдяки магнітному полю планети-гіганти мають потужні магнітосфери. Так, у Юпітера вона простягається на 43 млн. км і має кутовий розмір $\approx 2^\circ$ при розмірі самого Юпітера < 50″, протони та електрони в магнітосфери утворюють радіаційні пояси.

5.1. Морфологія планетних дисків і період обертання

Практично перші телескопічні спостереження Юпітера і Сатурна показали, що їх видимий диск є набором темних (смуги) і світлих (зони) паралельних екватору поясів, контрастність яких істотно змінюється в часі. Для Урана і Нептуна через їх малий кутовий розмір (3,3-4,1" і 2,2-2,4") при наземних спостереженнях виявити деталі диска у вигляді локальних хмарових утворень вдалося лише при спостереженні на обсерваторіях з високою якістю зображення та телескопах з адаптивною оптикою, а також з винесеними за межі земної атмосфери телескопами (Космічний телескоп Хабла) та за переданими чисельними КА зображеннями.

Юпітер. Для найбільших за розміром поясів планети використовують запропоновану англійським астрономом аматором Б. Піком систему власних назв: північний і південний полярні райони (NPR і SPR) розташовані на широті понад 45°, північна і південна тропічні зони (NTrZ і STrZ), екваторіальні смуги (NEB і SEB) та екваторіальна зона (EZ). Положення центра більшості широтних поясів періодично змінюється в межах $3-4^{\circ}$, в основному з періодом 12-16 років. Інколи приблизно по центру зони (найчастіше це стосується ЕZ) спостерігається тонка темна смужка. В деякі періоди, коли світла ЕZ практично щезає (стає темною), між NTrZ і STrZ спостерігається широка темна область, яку тоді позначають EQ. Унікальною деталлю диска є Велика Червона пляма (ВЧП), яка постійно спостерігається в STrZ з 1664 р. і простягається приблизно на 40000 км по довготі та до 13000 км - по широті. Визначений за рухом деталей період обертання планети навколо власної осі залежить віл планетоцентричної широти. найчастіше Зараз користуються трьома (прийнятими МАС) системами:

- екваторіальна система (I) із сидеричним періодом 9^h 50^m 30,003^s;
- система помірних широт (II) із сидеричним періодом 9^h 55^m 40,632^s;
- система декаметрового радіовипромінювання (III) 9^h 55^m 29,37^s.

Подальші спостереження в дециметровому і декаметровому діапазоні показали, що насправді період обертання в системі III становить $9^h 55^m 29,73^s$ і є періодом обертання магнітного поля Юпітера. Умовно вибрані початкові меридіани систем пов'язані з постійними деталями на диску і на епоху $00^h 00^m 00^s 14.07.1897$ р. становили: система I – L = 43,31°; система II – 96,58°. Початковий меридіан для системи II і III співпадав 01.01.1957 р. о нульовій годині за Гринвічем. Широту і довготу, відповідно до грецької назви планети «Зевс», називають зенографічними (інколи – йовіграфічними). Аналіз переданих різними космічними апаратами зображень вказав на активний рух видимих деталей одна відносно іншої, що ілюструє рис. 5.4*a*, на якому показано отримані з аналізу зображень КА «Вояджер-1» і «Вояджер-2» значення диференційної швидкості руху (відносно системи III) дрібних деталей (розміром близько 130 км). Під час спуску зонда КА «Галілео» за зміною частоти радіосигналу в часі, яка зумовлена ефектом Доплера, було встановлено зміну вітру з глибиною (рис. 5.4*6*).



Рис. 5.4. Залежність відносної швидкості руху деталей диска Юпітера (розміром близько 130 км) в системі III від планетоцентричної широти (*a*) і глибини (δ) в атмосфері (шкала тиску p_0 – в логарифмічному масштабі)

Велика Червона пляма на цей момент знаходилася на довготі 150°. Період обертання ВЧП не збігається ні з однією з трьох систем, внаслідок чого з 1844 до 1957 рр. вона зробила близько 8 додаткових обертів (рис. 5.5). З часом змінюється і її зенографічна широта (приблизно від 23° до 20,5°).

Контрастність ВЧП зазнає значної зміни у часі, а в деякі періоди вона стає ледь помітною на фоні довкілля STrZ.

Отримані КА зображення з близької відстані вказали на існування великої кількості значно менших за розміром овальних світлих і темних плям у зонах і окремих світлих деталей у смугах, час життя яких сильно різниться.



Сатурн. Крім зон і смуг на переданих КА зображеннях чітко видно різнокольорові стійкі симетричні овали, струмені та конвективні чарунки, які рухаються з різною швидкістю і показують явно виражену широтну залежність (рис. 5.6). Час від часу на диску планети спостерігаються надзвичайно яскраві деталі, що вперше були помічені у 1876 р. на широті +8°, а згодом – у 1903 (на +36°), 1933 (на +2°), 1960 (на +58°) та 1990 (на +5°) роках. Остання приєкваторіальна деталь спостерігалась щонайменше протягом 3 років і її період обертання становив $10^h 14^m$, деталі на помірних широтах обертаються за $10^h 38^m$. Проведені на КА радіоспостереження на частоті 174 кГц виявили пік у зумовленому магнітним полем випромінювані. Виміряне значення обертання магнітного поля становить $10^h 39^m 04^s \pm 7^s$.



Уран. Період обертання видимих деталей також залежать від планетоцентричної широти (рис. 5.7).



Рис. 5.7. Зональна швидкість (V) руху (2) і період обертання (1) деталей диску Урана; значення t = 17,24 год. встановлено за зміною магнітного поля

Нептун. На переданих космічним апаратом «Вояджер» зображеннях сенсаційним виявилось відкриття Великої темної плями (GDS), яка за розміром не поступається земній кулі і знаходиться на широті -15°, та дещо меншої за розміром Темної плями (DS2) на широті -55°. Яскраво-білі деталі представляли собою, як правило, дискретні хмари дивної форми. Швидкість руху деталей щодо значення періоду обертання 15,1^h також істотно залежить від планетоцентричної широти і досягає 600 км/с в приекваторіальному районі (рис. 5.8).



Рис. 5.8. Залежність періоду обертання Нептуна від планетоцентричної широти: за даними КА «Вояджер»: 1 – рух малих деталей, 2 – усереднення всіх оцінок, 3 – усереднені для руху Великої темної плями і малих темних плям, 4 – радіозатемнення «Вояджера», 5 – великі деталі; за даними КТХ: 6, 8 – світлі деталі (1991, 1995 роки), 7 – Велика темна пляма (1984 і 1995 роки), 9 – радіоспостереження

5.2. Періодичні зміни фотометричних властивостей

Базовими для таких досліджень стали візуальні спостереження, які започаткував І. Цельнер в 1862 р.

Юпітер. Як видно з рис. 5.9, після 1860 р. відбувалися не лише систематичні зміни блиску (з періодом \approx 11,6 років), але й поступове збільшення блиску в кожний наступний максимум (за 100 років на \approx 0,2^m). Фотометричний контраст смугастої структури спочатку збільшується зі зменшенням довжини хвилі до $\lambda \approx 370$ нм, а потім зменшується і зазнає значної зміни в часі. Для характеристики активності таких змін використовують поняття фотометричного індексу атмосферної активності

$$R = (1/C) \int_{-\psi_1}^{+\psi_2} [1 - (B(\psi)/B(0)] d\psi,, \qquad (5.3)$$

де $B(\psi)$ – яскравість точки на широті ψ центрального меридіана, B(0) – яскравість точки в центрі диска на тому ж меридіані, C – константа, яка дорівнює площі, обмеженій широтами від – ψ_1 до + ψ_2 і лінією $B(\psi)/B(0) = 1$.



Рис. 5.9. Зміни блиску Юпітера (•) і Марса (+) з часом у фільтрі V

Аналіз спостережних даних з 1904 до 1973 pp. виявив періоди в 22,8 і 4 роки. Подібно до фотометричного контрасту, індекс активності також показує спектральну залежність змінюючись приблизно від 0,1 у візуальних променях до 0,3 при $\lambda = 350$ нм.

За спостереженнями з 1952 по 1987 р. А. Відьмаченко з колегами дослідили зміну в часі відношення інтенсивності північної та південної тропічних зон $A = I_{NTrZ}/I_{STrZ}$ (рис. 5.10) та виявили його варіації з періодом ≈ 12 років; це ближче до періода обертання Юпітера навколо Сонця (11,86 років), ніж значення одинадцятирічного сонячного циклу і вказує на можливий прояв сезонних змін у верхньому шарі атмосфери планети.





Рис. 5.10. Періодичні зміни відношення відбивної здатності $I_{\text{NTrZ}}/I_{\text{STrZ}}$ Юпітера (•) і апроксимаційні криві при $\lambda = 370-410$ нм (3) і $\lambda = 510$ нм (4); 1 – зміна широти підсонячної точки D, 2 – зміна відстані Юпітера від Сонця Δ в а.о.

Поряд з довгоперіодичними змінами, С. Воронцов з колегами розрахували можливі короткоперіодичні, які зумовлені вільними коливаннями Юпітера (основною модою при j = 0 та обертонами при $j \ge 1$), кожне з яких внаслідок обертання планети розщеплюється ще на 2n + 1 підрівнів. Прояв двох із них (з періодом 103 і 142 хвилини) А. Відьмаченко підтвердив статистичним аналізом систематичних фотоелектричних спостережень деталей Юпітера з короткою експозицією.

Сатурн. Оскільки коректному визначенню його блиску заважає кільце, яке з періодом $\approx 14,5$ років почергово закриває то північну, то південну півкулі планети, то не є можливим коректно досліджувати довгоперіодичні зміни локальних хмарових утворень. Зараз досліджено зумовлений вказаними періодичними змінами умов освітленості півкуль диска спостережний ефект. За розподілом яскравості в УФ променях уздовж центрального меридіана в 1966 і 1980 рр., коли кільце спостерігалось з ребра, О. Стєклов з колегами виявили, що відношення інтенсивності деталей північної і південної півкуль в ці роки було дзеркальним (рис. 5.11). Така залежність була приписана сезонним змінам у верхній атмосфері планети, зумовленим різними умовами освітлення в попередні роки, коли кільця почергово екранували різні півкулі. Крім того, подібно до Юпітера, в атмосфері Сатурна А. Відьмаченко також виявив короткоперіодичні зміни, зумовлені вільними коливаннями з періодом 137 і 179 хвилин.



Рис. 5.11. Зміна вздовж центрального меридіану відношення інтенсивності північної і південної півкуль в 1966 р. ($\lambda = 355 \text{ нм} - 2$) і 1980 р. ($\lambda = 364 - 1$, 346 - 3 та 316 нм – 4)

Уран і Нептун. Згадані вище візуальні визначення зоряної величини Урана протягом 90 років вказали на можливість довгоперіодичних змін з періодом близько 84, 42 і 6-11 років з амплітудою 0,12-0,14^m. Це було приписано зміні сонячної активності та внутрішнім процесам на планеті, а також сплющеності планети і великому куту нахилу осі його обертання. Подальші фотоелектричні спостереження на різних довжинах хвиль не лише підтвердили зміни його блиску, але й кольору (рис. 5.12). Подібні зміни спостерігаються і для Нептуна (рис. 5.13). Крім того, для Урана виявлено зміну цих характеристик з планетоцентричним схиленням Землі D (рис. 5.14), а для Нептуна – зміни еквівалентної ширини W смуги поглинання метану при $\lambda =$ 619 нм і показника кольору Δ (J-K) з орбітальним фазовим кутом θ (рис. 5.15), що було приписано зумовленому супутником планети Тритоном припливному ефекту.





Рис. 5.12. Зміна зоряної величини Урана Δm в системі фільтрів b ($\lambda = 475$ нм) та у ($\lambda = 551$ нм) і показника кольору (b-y)

Рис. 5.13. Періодичні зміни зоряної величини Нептуна на довжині хвиль 551 нм (фільтр у, шкала ординат ліворуч) і 475 нм (фільтр b, шкала ординат праворуч) і показника кольору (b-y)



Рис. 5.14. Зміна зоряної величини Урана у фільтрі b ($\lambda = 475$ нм) і показника кольору b-у з планетоцентричною широтою D



Рис. 5.15. *а* – зміна еквівалентної ширини (*W*) смуги поглинання метану при $\lambda = 619$ нм за спостереженнями 1988 р. (\circ) (шкала ординат праворуч), 1981-1985 рр. (\bullet) (шкала ординат ліворуч). *б* – зміна показника кольору J-К зі зміною орбітального фазового кута θ° супутника Нептуна Тритона

5.3. Спектрофотометричні характеристики

Через обмеженість інтервалу зміни фазового кута при наземних спостереженнях планет-гігантів (< 11,5° для Юпітера, < 6,5° для Сатурна, < 3° для Урана і < 2° для Нептуна) дані про фазову залежність блиску малоінформативні. Оскільки для Юпітера в усьому спектральному інтервалі має місце практично лінійна фазова залежність, то основна увага при наземних спостереженнях приділялась визначенню спектральних значень геометричного альбедо (рис. 5.16-5.18) і окремих деталей дисків.



Рис. 5.16. Спектральна залежність видимого альбедо (*A*) диска Юпітера в УФ ділянці спектра за даними різних спостережень

- 303 -



Рис. 5.17. Спектральна залежність геометричного альбедо (A_g) диска Сатурна (*a*) і фрагмент смуги поглинання (б): суцільна лінія – спостереження, штрихова – розрахунок при наявності молекул H₂O, C₂H₂, C₂H₆, вертикальні лінії показують похибки



Рис. 5.18. Ліворуч – спектральна залежність геометричного альбедо A_g Урана в УФ ділянці спектра (штрихова крива – розрахунки з урахуванням комбінаційного розсіювання); праворуч – спектральна залежність геометричного альбедо A_g Урана в ІЧ ділянці спектра

Дослідження спектральної відбивної здатності деталей диска Юпітера і Сатурна хоча й показали деяку відмінність, але загалом були надзвичайно подібними.

- 304 -

1. Відношення спектральної відбивної здатності смуг NEB і EQ в неперервному спектрі для $360 < \lambda < 650$ нм зменшується зі зменшенням довжини хвилі, для менших від 360 нм довжин хвиль – збільшується (рис. 5.10, 5.23), що відображає спектральні зміни величини фотометричного контрасту.

2. Інтенсивність молекулярного поглинання в світлих зонах менша, ніж у темних смугах (рис. 5.19); особливо значимо це для сильних смуг поглинання, що може свідчити про відмінність вертикальної структури цих деталей.



Рис. 5.19. Відношення інтенсивності $I = I_{\text{NEB}}/I_{\text{EQ}}$ (1) і $I = I_{\text{NTrZ}}/I_{\text{EQ}}$ (2) диска Юпітера.

3. Молекулярне поглинання в центрі диска сильніше ніж на краях, що відповідає моделі його формування в процесі багаторазового розсіяння.

4. Інтенсивність смуг і ліній поглинання залежать від фазового кута і змінюється в часі.

5. В опозицію для напрямку S-N практично завжди, а для E-W досить часто відсутня симетрія в інтенсивності молекулярних смуг і ліній поглинання, це вказує на горизонтальну неоднорідність диску.

6. Якщо й існує зміна інтенсивності молекулярних смуг поглинання метану і аміаку з довготою центрального меридіану, то вона менша похибки визначення еквівалентної ширини.

7. Оригінальний результат (так званий ефект Спінрада) був зареєстрований у 1934 і 1961 рр., згідно якого на спектрограмі з орієнтованою уздовж екватора Юпітера щілиною кут нахилу обертових ліній аміаку становив 22-30 % від значення кута нахилу фраунгоферових ліній, який зумовлений ефектом Доплера (внаслідок обертання верхнього шару атмосфери навколо власної осі) і становить 50%. Оскільки в подальшому цей ефект не знайшов підтвердження, то залишається відкритим питання про його достовірність. Якщо дійсно він мав місце, то міг бути зумовлений якимись дуже потужними вітровими процесами.

8. Оригінальною виявилась фазова залежність відбивної здатності центра диска Сатурна (рис. 5.20). Як видно, при $\lambda = 595$ нм її мінімальне значення припадає на $\alpha \approx 5^{\circ}$, а зі зменшенням λ з'являються ознаки піку при α дещо більшому 4°.

9. Якщо у випадку Юпітера розподіл відбивної здатності паралельних екватору широтних смуг зі зменшенням довжини хвилі ставав менш вираженим, про що свідчать спектральні значення коефіцієнта Міннарта (рис. 5.21), то для Сатурна в УФ променях східний і західний лімби можуть бути навіть яскравішими від центра диска (рис. 5.22).

10. Широтні деталі дисків Юпітера (5.23) і Сатурна різняться фотометричним контрастом (максимальне значення якого припадає на інтервал $\lambda = 350-380$ нм, інколи доходить до 50%) і загальним характером зміни розподілу яскравості вздовж центрального меридіану при різних λ . Що стосується деталей диска Урана, то зображення з КТХ виявили щонайменше 10 локальних хмар розміром 1,5-3,0 тис. км, фотометричний контраст яких збільшується зі збільшенням λ і який на зображеннях з $\lambda_{e\phi} = 780$, 910 і 1870 нм доходив до 12, 25 і 180%. (Відзначимо, що при визначені контрасту деталей на Урані в знаменнику була яскравість темної деталі). Передані КА «Вояджер» зображення, підсонячна точка на яких була близькою до південного полюса, виявили низькоконтрастні деталі, величина яких збільшується зі збільшення λ (табл. 5.3). Відносно велике збільшення контрасту при $\lambda = 619$ нм вказує, що ці деталі є скупченнями розрідженого туману в найвищих шарах атмосфери.



Рис. 5.20. Фазова залежність відбивної здатності ρ центра диска: для λ = 540 і 407 нм шкала ординат праворуч



Рис. 5.21. Спектральна залежність коефіцієнта Міннарта k за різними спостережними даними Юпітера



Рис. 5.22. Розподіл відбивної здатності вздовж екватора Сатурна в діапазоні 316-595 нм



Рис. 5.23. Фотометричні скани диска Юпітера вздовж центрального меридіана на довжині хвиль $\lambda = 240$ і 580 нм

λ, нм	$\psi = -27^{\circ}$	$\psi = -35^{\circ}$
431	-	< 1
477	-	$1,2 \pm 0,4$
572	$3,5 \pm 0,5$	$2,0 \pm 0,5$
614	$3,6 \pm 0,5$	$2,2 \pm 0,2$
619	$6,9\pm0,5$	$4,3 \pm 0,4$

Таблиця 5.3. Фотометричний контраст деталей диска Урана, %

Подібна ситуація має місце і для Нептуна. Вже перші його зображення на КТХ показали, що плямистість проявляється лише в смугах поглинання метану (рис. 5.24). Детальніше оптична неоднорідність визначалась за зображеннями, переданими КА згідно них навіть УΦ променях в фотометричний контраст мав досить велике значення (до 10%) і його величина, подібно Юпітеру і Сатурну, також збільшувалась зі збільшенням λ, особливо в молекулярних смугах поглинання метану.



Рис. 5.24. Зміна відносної відбивної здатності Нептуна з широтою при $\lambda = 889$ нм (ліворуч) і $\lambda = 467$ нм (праворуч) за 1994 (суцільна крива), 1995 (штрихова) і 1996 (пунктирна) роки. Жирна суцільна крива – за даними з КА «Вояджер-2»

5.4. Поляризаційні властивості

В 1923-1926 рр. Б. Ліо визначав поляризаційні властивості хмарових шарів Юпітера і Сатурна у візуальних променях і встановив, що для центру їх дисків спостерігається фазова залежність ступеня поляризації Р, яка дещо змінювалася від року до року; для Юпітера при $\alpha > 4^{\circ}$ вона завжди була від'ємною і не перевищувала 0,5%; для Сатурна те ж саме мало місце при $\alpha > 2^{\circ}$. В деякі роки при $\alpha \approx 2^{\circ}$ спостерігалась зміна знаку ступеня поляризації. Дослідження деталей диска Юпітера показало таке. 1) У широких межах відстані від центра диска вздовж центрального меридіану значення Р практично не змінювалось, тобто поляризаційні властивості зон і смуг були практично однаковими. 2) У полярних районах Р досягало 6 % і практично не залежало від α . 3) Площина поляризації лімбових точок визначалась радіус-вектором деталі (рис. 5.25), що Ліо приписав багаторазовому розсіюванню.

Подальші наземні дослідження на різних довжинах хвиль і з різних КА при великих фазових кутах не змінили сказаного, а лише дещо доповнили їх.

Юпітер.

1. Ступінь поляризації лімбових точок специфічно залежить від довжини хвилі λ і практично не міняється зі зміною фазового кута α . Якщо для полярних районів спектральна залежність мало виражена, то для східного і західного лімбів змінюється навіть положення площини поляризації.

2. Для інтегрального диска було виявлено, що значення $P(\lambda)$ спочатку зменшується зі зменшенням α , досягаючи нульового чи мінімального значення при $\alpha \approx 6^{\circ}$, при подальшому зменшенні α поляризація збільшувалася; це було приписано ефекту оптичної неоднорідності диска. Оскільки залежність $P(\lambda)$ при $\alpha \leq 3^{\circ}$ практично не змінювалась від року до року (рис. 5.26), тому при побудові залежності $P(\alpha)$ проводилась корекція спостережних даних відповідно до $P(\alpha) = P_{cn}(\alpha) - P_{cn}(\alpha < 1^{\circ})$.

3. Із спектральної фазової залежності Р(α , λ) всього диска (рис. 5.27) і його центра (рис. 5.28) видно, що спостережні дані при $\lambda \ge 412$ нм підтверджують візуальні дані Ліо.

За даними при $\lambda = 373$ нм (рис. 5.27) важко говорити про реальність фазової залежності, а на коротших довжинах хвиль (в усякому разі для інтегрального диска) в усьому діапазоні фазових кутів поляризація додатна.

4. Згідно фотополяриметричного експерименту на КА «Піонер-10» і «Піонер-11» на великих фазових кутах поляризація додатна і більша для темних деталей (рис. 5.29).



Рис. 5.25. Отримана Хемом і Райлі за допомогою сканувального поляриметра поляризаційна карта диска Юпітера при $\alpha = 10^\circ$ і $\lambda = 376$ нм



Рис. 5.26. Спектральна залежність (*P*) диска Юпітера при α < 3° в 1971 (о), 1973 (•) і 1986 (+) рр. за даними О. Мороженка





Рис. 5.27. Спектральна фазова залежність $P(\alpha)$ диска Юпітера (для $\lambda = 373$, 377 нм шкала ординат праворуч) за *спостереженнями* О. Мороженка в 1971 (о) і 1973 рр. (•); для порівняння наведено дані Ліо (+); лінії – розрахунки для моделі $n_r = 1,36$, $r_0 = 0,19$ мкм і $\sigma^2 = 0,30$

5. Якщо для IЧ ділянки спектра поляризаційні властивості світлих і темних смуг на центральному меридіані мало відрізняються, то при $\lambda < 600$ нм все помітнішими стають відмінності, а в УФ променях може бути ще й різна орієнтація площини поляризації (рис. 5.30).



Рис. 5.28. Спектральна фазова залежність P(a) центральної частини диска Юпітера (б) розміром 10" (для $\lambda = 317, 600, 620$ нм – шкала ординат праворуч) за спостереженнями О. Мороженка в 1971 (о) і 1973 рр. (•); для порівняння наведено дані Ліо (+); штрихова і штрих-пунктирна лінія – розрахунки для моделі $n_r = 1,36, r_0 = 0,23$ мкм і $\sigma^2 = 0,26$

6. Спектрополяриметрія центру диска показала, що контури смуг поглинання метану при $\lambda = 619$ і 727 нм добре «виписуються» не лише в інтенсивності та відбивній здатності, але й для їх добутку; це зумовлено наявністю практично чисто газового надхмарового шару (рис. 5.31).

7. Проведені Дж. Кемпом з колегами та Дж. Мічальським і Р. Стокесом вимірювання колової поляризації при $\lambda = 633$ нм показали її наявність у полярних районах і залежність від α (рис. 5.32). Для північного і південного полярного району, а також до і після опозиції вона має різний знак.





Рис. 5.29. Розподіл ступеня поляризації світла (*P*) і відносної інтенсивності (*I*) уздовж центрального меридіана Юпітера при $\lambda = 440$ нм для $\alpha = 96^{\circ}$ і 82°.



Рис. 5.30. Спектральна залежність добутку $P \cdot \rho$ для EZ (•) й усереднене її значення для SEB і NEB (о) на центральному меридіані при $\alpha = 11.4^{\circ}$



Рис. 5.31. Контури смуги поглинання метану у відбивній здатності ρ (о), ступеня поляризації $P(\bullet)$ і добутка $P \cdot \rho(\Delta)$ для центра диска (діаметром 13,5") при $\alpha = 11,6^{\circ}$ (спектральна роздільна здатність – 2,5 нм) за даними О. Мороженка



Рис. 5.32. Фазова залежність ступеня колової поляризації (V) полярних районів диска; для від'ємних а додатне V стосується N, від'ємне – S полюса

Сатурн.

Центр диска. В дослідженому О. Бугаєнком з колегами інтервалі довжини хвиль поляризація додатна, але якщо у фазовій залежності при $\lambda \ge 377$ нм вона зменшується зі зменшенням α , то при $\lambda \le 347$ нм мінімальне значення Р припадало на $\alpha \approx 3^{\circ}$. Що стосується спектральної залежності ступеня поляризації, то її максимальне значення припадає на $\lambda \approx 420$ нм (рис. 5.33).



Рис. 5.33. Спектральна залежність P центра диска при $\alpha = 6,2^{\circ}$ за даними О. Бугаєнка з колегами



Рис. 5.34. Зміна положення площини поляризації ψ по спектру в лімбових точках: Е-лімб (\circ), W-лімб (\bullet), S-полярний район (+), центр диска (Δ) за даними О. Бугаєнка з колегами

- 317 -

Е та W краї диска. У спектральному інтервалі $600 \le \lambda \le 750$ нм ступінь поляризації Р практично не залежить від λ , але зменшується зі зменшенням кута фази; в інтервалі довжини хвиль 360-450 нм взагалі важко говорити про фазову залежність ступеня поляризації. Крім того, спостерігається ефект проміжного значення (між 0° і 90°) положення площини поляризації (рис. 5.34) і він стає помітним лише в межах планетоцентричних широт $\pm 30^{\circ}$ при $\lambda < 550$ нм, причому відхилення збільшується зі зменшенням λ і досягає 20°.

В різні роки спостерігався різний розподіл ступеня поляризації Р в напрямку Е-W. Такий ефект з орієнтацією площини поляризації О. Бугаєнко приписав субмікронним орієнтованим частинкам у верхньому шарі атмосфери, джерелом яких може бути кільце планети. Ідея полягала в тому, що при зіткненнях частинки можуть дробитися і змінювати орбіту руху; внаслідок цього деякі з них можуть попадати у верхній шар атмосфери і ставати ядрами кристалізації аміаку й метану, кристалики яких орієнтуються силою тяжіння.

Полярні райони показують дещо суперечливу фазову залежність ступеня поляризації Р: від повної її відсутності до суттєвого зменшення Р зі зменшенням α і лише в короткохвильових променях. Щодо спектральної залежності, то спостерігається різке підвищення ступеня поляризації Р зі зменшенням довжини хвилі λ (рис. 5.35).



Рис. 5.35. Спектральна залежність ступеня поляризації *Р* південного (S) полярного та лімбових (L, T) районів диска при $0.27 \le \alpha \le 0.45^\circ$ за даними Сантера і Дольфюса

При великих значеннях α (до $\approx 149^\circ$) за даним КА «Піонер-11» при $\lambda =$ 440 нм поляризація є додатною. Максимальне значення Р в центрі диска (понад 20 %) припадає на інтервал фазових кутів 88° $\leq \alpha \leq 131°$, причому, при переході до краю диска вона ще трохи збільшується. В той же час, при $\lambda = 750$ нм при 3°0 $\leq \alpha \leq 88°$ поляризація від'ємна, а її ступінь складає близько 2-3%. Спектрополяриметрія в смузі поглинання метану при $\lambda = 727$ нм також показала невелике підвищення Р в центрі смуги. Світло полярних районів також еліптично поляризоване, причому ступінь поляризації V залежить від λ (рис. 5.36).



Рис. 5.36. Фазова при λ = 670 нм (ліворуч) і спектральна (праворуч) залежність ступеня колової поляризації (V) N (▲) та S (•) районів за даними Шведлунда з колегами

Уран. Нечисленні дослідження поляризаційних властивостей не виключають наявності фазової залежності ступеня поляризації Р цієї планети (рис. 5.37), що підтвердили й подальші спостереження в UBVR системі фільтрів (табл. 5.4).

Нептун. Поляризаційні вимірювання Нептуна показали, що у фільтрі В системи Джонсона Р = 0,086 ± 0,020%, що може (подібно до Юпітера) відображати ефект оптичної неоднорідності диска.



Рис. 5.37. Фазова залежність ступеня поляризації диска Урана у двох ділянках спектра за даними Міхальського і Стокеса

Таблиця 5.4 Ступінь поляризації світла Р% диска Урана в 1986 р.

Дата	α°	U	В	V	R
15.05	1,4	$+0,13 \pm 0,077$	$+0,02 \pm 0,040$	$+0,05 \pm 0,040$	$+0,05 \pm 0,077$
15.06	1,9	$+0,04 \pm 0,077$	$+0,09 \pm 0,040$	$+0,02 \pm 0,040$	$+0,03 \pm 0,077$
27.08	2,9	$+0,11 \pm 0,077$	$+0,04 \pm 0,044$	$+0,04 \pm 0,040$	$+0,06 \pm 0,077$
06.09	3,0	$+0,17 \pm 0,077$	$+0,11 \pm 0,040$	$+0,19 \pm 0,040$	$+0,08 \pm 0,077$

5.5. Тепловий режим

Юпітер. Яскравісна температура планети вперше була визначена на початку 1920-х років по спостереженнях у вікні прозорості земної атмосфери 8-13 мкм, які незалежно провели Б. Петіт і С. Нікелсон та Д. Мензел, В. Кобленц і К. Лапланд. Їх оцінки становили 150 К (без визначення помилки) і 130 ± 10 К. Подальші дослідження на різних довжинах хвиль теплової ділянки спектра показали, що темні смуги тепліші світлих зон (рис. 5.38), а теплова контрастність деталей зменшується зі збільшенням λ . Трохи більше значення ($T_{\rm g} = 145 \pm 26$ К) отримав К. Маєр з колегами за спостереженнями у березні 1957 р. в радіодіапазоні при $\lambda = 3,15$ см. Згодом з'ясувалось, що яскравісна температура залежить від λ (табл. 5.5).



Рис. 5.38. Розподіл яскравісної температури вздовж центрального меридіану на рівні з тиском 270 (1) і 150 мбар (2) за IRIS експериментом КА «Вояджер-1» і «Вояджер-2»

						1 2	1 4
λ, см	<i>Т</i> я, К	λ, см	<i>Т</i> я, К	λ, см	<i>Т</i> я, К	λ, см	<i>Т</i> я, К
$(8-13) \cdot 10^{-4}$	129	1,58	136	9,4	670	69,4	30900
0,13	152	1,65	165	10,3	631	70,2	20000
0,22	164	1,84	153	11,2	798	73,7	25400
0,34	152	1,93	170	12,6	829	75,0	30400
0,43	144	2,31	175	13,1	982	154	130000
0,60	184	3,02	178	18,7	1690	168	127000
0,85	160	3,15	169	21,0	2240	169	142000
0,96	148	3,33	191	21,3	2720	294	375000
1,05	132	3,73	258	31,1	5830	368	539000
1,18	130	3,95	267	42,9	12000	375	746000
1,27	132	4,52	280	48,4	13200	719	$< 6 \cdot 10^{6}$
1,33	131	6,02	324	49,1	13100		
1,49	133	6,5	405	68,0	45000		

Таблиця 5.5. Спектральне значення яскравісної температури Т_я

Неочікуваними виявились спостереження Б. Бурке і К. Франкліна у дециметровому діапазоні з радіоінтерферометром на частоті 22,2 МГц. Вони виявили нове джерело дискретного радіовипромінювання, яке було ототожнене з Юпітером. Це **радіовипромінювання** явно мало нетеплову природу і було **назване спорадичним**. Воно являло собою серію спалахів, тривалість кожної з яких становила долі хвилини (роздільна здатність у часі складала приблизно 15 с).

Інтенсивність спалахів була такою ж, як і в Крабовидній туманності. В одну з ночей було проведено вимірювання на частоті 38 МГц, на якій інтенсивність випромінювання Юпітера була приблизно у 15 разів менша, ніж у згаданої туманності. Таким чином, було виявлено, що найпотужніше радіовипромінювання Юпітера припадає на частоту менше 38 МГц. В подальшому виявилось, що це випромінювання еліптично поляризоване, ступінь колової поляризації якого в деяких випадках сягав 100%. Згодом було також виявлено, що під час обертання Юпітера орієнтація плошини поляризації змінюється за синусоїдальним законом. Це пояснюється розташуванням під деяким кутом осі обертання планети та її магнітного поля. Нульові точки синусоїди відповідають моменту, коли спостережна проекція осі обертання і магнітного поля збігаються, та моментам, коли довгота центрального меридіана рівна 20 і 200° у ІІІ системі координат. Внаслідок цього було зроблено висновок, що довготі 20° відповідає положення магнітного полюса у південній півкулі, а 200° – у північній.

Дж. Краус за спостереженнями з двохантенним інтерферометром на частоті 26,6 МГц встановив, що радіовипромінювання складається з коротких (тривалістю ≤ 0,01 с) спалахів, інтенсивність яких у кілька разів перевищувала інтенсивність радіовипромінювання дискретного джерела Кассіопея А. Значна кількість спалахів буває подвійними, або навіть потрійними; інтервал між спалахами дорівнює 0,25 чи 0,025 с. Існують також триваліші за часом спалахи з крутим фронтом, інтенсивність яких поступово зменшується протягом кількох секунд. У подальшому виявилось, що інтенсивність спорадичного випромінювання підвищується зі зменшенням частоти, досягаючи найбільшого значення на частоті 10 МГц, після якої спостерігається зворотна картина: зменшення інтенсивності зі зменшенням частоти.

Згідно спостережним даним, отриманим в інтервалі частоти 11-41 МГц, існує чотири джерела випромінювання, інтенсивність яких корелює з положенням супутника Іо на орбіті. Джерело «Іо-В» («раннє джерело») надійно проявляється на всіх частотах, джерело «Іо-А» («головне джерело») випромінює в діапазоні частот від 14 до 36 МГц, джерело «Іо-С» («пізнє джерело») та джерело «Іо-D» («четверте джерело») – випромінює в інтервалі частоти 11-26 і 11-18 МГц. Крім того, в інтервалі довготи 210-340° знайдено ще й п'яте джерело, активність якого не залежить від положення Іо на орбіті (це джерело отримало назву «не Іо-А»). Було також з'ясовано, що джерела «Іо-А» і «не Іо-А» сконцентровані на дещо різних значеннях довготи центрального меридіана Юпітера.

Аналіз даних щодо середньої імовірності появи спорадичного випромінювання, довготи центрального меридіана головного джерела та його ефективної ширини показав, що вони краще корелюють не з кількістю сонячних плям, а зі схиленням Землі в юпітеріанській системі координат. Це дало можливість зробити висновок, що період їх зміни становить 11,86 років. За формою і динамікою спектрів спалахи поділяють на L та S спалахи. До перших – відносять спалахи, які є випадковим шумом. Їх огинаюча характеризується плавними збільшенням і зменшенням інтенсивності, а тривалість знаходиться в межах 1-10 с. До других – належать спалахи зі значно меншою тривалістю (1-50 мкс), але які часто бувають дуже потужними. Протягом однієї шумової бурі, яка пов'язана з положенням Іо на орбіті, зазвичай спостерігається поступовий перехід від L до S спалахів. Більшість шумових бур є випадковою послідовністю L спалахів. За тривалістю і частотою слідування S спалахи розрізняють як S_{α} , S_{β} , S_{γ} , S_{δ} , S_{ε} та S_{ξ} , вигляд яких показано на рис. 5.39.



Рис. 5.39. Характерні вузькосмугові спектри S радіовипромінювання Юпітера у системі S спалахів рідких і частих (*a*) типу смуг S_{α}, частих (*б*) типу смуг S_{β}, частих (*в*) типу S_{γ}, рідких (*г*) типу S_{δ}. На осі абсцис – інтервал часу в 50 с за А. Боєвим з колегами

Як можливий механізм S спалахів останніми роками активно розробляється теорія трансформації плазмових хвиль в електромагнітне випромінювання в трубці «Іо-Юпітер». Визначення обертової температури по відносно слабких квадрупольних лініях смуги поглинання 3—0 H₂ показали, що $120 \le T_{\rm g} \le 170$ K, а по досить інтенсивним лініям смуги поглинання метану $3v_3 T_{\rm g} = 160-200$ K. Це відображає факт формування смуг різної потужності на різній глибині в атмосфері.

За даними наземних спостережень і експериментів на КА «Піонер-10», «Піонер-11» і «Вояджер-1», «Вояджер-2», а також прямого вимірювання температури під час спуску зонда КА «Галілео» були побудовані моделі вертикального профілю температури (рис. 5.40). Виявилось, що ефективна температура (≈ 110 K) значно менша рівноважної (124-134 K), яка характеризує інтегральне випромінювання у тепловій ділянці спектра. Це вказує на те, що Юпітер випромінює в $f' = (T_p/T_e)^4 = 1,7-2,7$ разів більше енергії, ніж отримує від Сонця, а тому він мусить мати внутрішнє джерело теплової енергії.



Рис. 5.40. Температурний профіль атмосфери Юпітера: зліва – на трасі спуску зонда КА «Галілео», справа – за даними дистанційних спостережень, тиск p_0 в логарифмічній шкалі

Сатурн. За різними оцінками ефективна температура Сатурна становить 71-76 К, обертова – 99-155 К (при середньому значені 123 К). Яскравісна температура, як і в Юпітера, також показує специфічну залежність від довжини хвилі λ (табл. 5.6), яка відображає температурний профіль атмосфери (рис. 5.41). Що стосується рівноважної температури, то за різними оцінками вона знаходиться в межах 93-103 К. Це означає, що й Сатурн випромінює теплову енергію приблизно в 1,8-3 рази більше, ніж отримує від Сонця, тому він також мусить мати внутрішнє джерело теплової енергії. Неочікувано виявилось, що теплішими на Сатурні є світлі деталі та існує чітко виражена асиметрія N та S півкуль (рис. 5.41). Подібно до Юпітера, в температурному профілі мінімум атмосферної температури знаходиться на глибині з тиском ≈ 100 мбар (рис. 5.42)

- 54-

λ, см	Т, К	λ, см	T, K	λ, см	Т, К
0,002	90,3±3	1,3	106±25	18	214±0
0,0045	98,4±1,3	2,0	165±3,8	31	245±12
0,076-0,012	197±3,5	3,6	169±2,3	94,3	540±110
0,33	125±33	6	185±2,7		

Таблиця 5.6. Спектральне значення яскравісної температури



Рис. 5.41. Розподіл яскравісної температури вздовж центрального меридіану на різній глибині в атмосфері Сатурна. Лінія — дзеркальне відображення північної півкулі у південну. (За даними Конраса і Пірагліа)

Подібно до S спалахів у декаметровому випромінюванні Юпітера дані з КА «Вояджер» також відкрили групи дугоподібних структур на кілометрових довжинах хвиль. Крім того, поблизу Сатурна було виявлено вузькосмугове низькочастотне випромінювання з λ у кілька десятків кілометрів, механізм якого приписується електростатичним хвилям з частотами, які близькі до верхньої гібридної частоти в магнітосфері в екваторіальній площині; їх джерело розташоване за орбітою супутника Рея.


Рис. 5.42. Вертикальний профіль температури Сатурна на широті +13°, +22° (1) і Юпітера на широті +12° (2) за даними Хенела з колегами

Уран. Оцінки ефективної, рівноважної та обертової температури знаходяться в межах 57-58,2 К, 47-68 К і 60-124 К. Оскільки середнє значення $T_{e\varphi} = 57 \pm 0.2$ К і $T_p = 58,7 \pm 2,1$ К, то це означає, що якщо у планети й існує внутрішнє джерело тепла, то воно знаходиться в межах похибки його визначення (f = 1,06 ± 0,08 і 1,12 ± 0,12). Подібно до Юпітера і Сатурна, яскравісна температура Урана збільшується з λ (рис. 5.43), змінюючись в напрямку північ-південь, тому полярним районам притаманна суттєво різна спектральна залежність T_g (рис. 5.44). Інверсійним методом вдалося реконструювати температурий профіль Урана над різними областями.



Рис. 5.43. Залежність яскравісної температури $T_{\rm s}$ Урана від λ у см діапазоні; суцільна лінія показує результат розрахунків для 0,90 H₂, 0,08 He, 0,02 CH₄, 10⁻⁶ H₂O i 7·10⁻⁷ NH₃ (за де Петером і Джалкісом)



Рис. 5.44. Спектральна залежність яскравісної температури $T_{\rm s}$ південного полярного району (S) і приекваторіальної (E) ($\psi = -5^{\circ}$) частини диску Урана (за Хенелом з колегами)

Нептун. Ефективна температура планети оцінена в Т \approx 47 К; яскравісна температура також змінюється з довжиною хвилі, уздовж центрального меридіану і в часі (рис. 5.45). Оцінка рівноважної температури (56-60 К) також вказує на наявність внутрішнього джерела тепла а відношення випромінюваної планетою теплової енергії до отримуваної від Сонця знаходиться в межах f' = 1,0-2,7. Оскільки Т_я змінюється в часі то очікуваним є висновок, що зміна еквівалентної ширини спектральних ліній і смуг корелюють зі зміною температури. Вертикальний профіль температури (рис. 5.46) подібний до інших планет-гігантів.



Рис. 5.45. Залежність яскравісної температури T_{s} Нептуна від λ ; а – за даними Ортона з колегами, б – за даними де Петера і Річмонда



Рис. 5.46. Зміна температури з глибиною в атмосфері Нептуна за даними спектральної залежності теплового потоку для відносної концентрації метану 0,2% (1), 2% (3) і 10% (2) в глибоких шарах атмосфери і для концентрації метану 0,2% на глибині з тиском 200 мбар (4) (за Ортоном з колегами)

5.6. Фізичні характеристики аерозолю та його вертикальна структура

Надійні дані про фізичні характеристики аерозольних частинок отримані з аналізу поляризаційних характеристик лише для Юпітера і Сатурна.

Юпітер. Аналіз даних про залежність $P(\lambda)$ в усьому спостережному інтервалі λ і α з наближеним врахуванням багаторазового розсіювання (вираз 3.9 в моделі сферичних суто розсіювальних частинок з нормальнологарифмічним розподілом за розміром) вказав, що їх параметри мають такі значення: $n_r = 1,36 \pm 0,01$, $r_0 = 0,19 \pm 0,01$ мкм, $\sigma^2 = 0,28 \pm 0,02$, $\beta(373) = 0,28$ -0,30 для моделі A (3.91) та $\tau_R(373) = 0,11$ -0,18 для надхмарового суто газового шару.

Практично такі ж оцінки отримані й з аналізу з точним урахуванням багатократного розсіяння та модифікованим гамма-розподілом частинок за розміром: $n_r = 1,38-1,40$; $r_{ef} = 0,29-0,47$ мкм та $v_{ef} = 0,45$. Оскільки перерахунок

 r_0 та σ^2 нормально логарифмічного закону r_e та v_{ef} модифікованого гамарозподілу привів відповідно до значень $r_e \cong 0,4$ мкм та $v_{ef} \cong 0,35$, то можна зробити висновок про відсутність розбіжностей між оцінками з наближеним і точним врахуванням багаторазового розсіювання. Уявна частина показника заломлення збільшується при цьому приблизно від 0,0002 при $\lambda = 600$ нм до 0,012 при $\lambda = 350$ нм. В подальшому виявилось, що розрахунки з цими параметрами добре погоджуються зі спостережними даними про розподіл яскравості по диску планети і з результатами фотополяриметричного експерименту КА «Піонер-10» для центра диску при фазовому куті $\alpha = 103^{\circ}$ (розраховане значення P = 3,5-9,4%, а спостережне – 7-10%.

В той же час сумісний аналіз спостережних даних про лінійну і колову поляризацію в моделі сферичних частинок з модифікованою гамма-функцією і $v_{ef} = 0,07$ не увінчався успіхом та показав, що для $n_r = 1,36-1,38$ узгодження для колової поляризації має місце при більшому значенні r_{ef} що може відображати як певну некоректність модельного аналізу, так і реальну зміну характеристик аерозольного шару з глибиною. Справа в тому, що, як вже говорилось, лінійна поляризація формується переважно одноразовим розсіянням на вході світлового променя в атмосферу і на його виході (тобто при $\tau_0 \le 1$), а колова – багаторазовим розсіянням в усій ефективній товщі атмосфери (тобто при $\tau_0 >> 1$).

А тому вказане протиріччя може відображати реальні зміни розміру частинок з глибиною. На можливу справедливість цього вказав і аналіз спектрофотометричних даних про відбивну здатність в контурі смуги поглинання метану при $\lambda = 727$ нм у місці падіння фрагмента К комети Шумейкера-Леві-9 і в його довкіллі. Згідно цим даним коефіцієнт турбулентної дифузії становив 10⁵ см²/с при значенні lnNL = -2,5 (NL – кількість метану на промені зору в км-амагат), а в незбуреному місці – 0,5·10⁵ см²/с при lnNL = -3,4, ефективний радіус при lnNL = -2,50 у 1,5 рази більший.

Сатурн. Оскільки, як вже говорилось, поляризаційним властивостям при $\lambda < 500$ нм притаманні властивості, які можуть бути зумовлені орієнтованими дрібними частинками, то порівняння спостережного і розрахованого спектрального значення параметра Стокса Q велося для спектрального діапазону $\lambda \ge 500$ нм. Аналіз виконувався в моделі нормальнологарифмічної функції розподілу частинок за розміром при $\sigma^2 = 0,1$, дійсна частина показника заломлення яких не залежить від λ . Порівняння з розрахунками для n_r у межах 1,33-2,20 (з кроком 0,01) виявило щонайменше два можливих розв'язки (рис. 5.47).

- 329 -



Рис. 5.47. Порівняння спостережних (вертикальні лінії) і розрахованих значень $Q(\lambda)$. Стрілками показано верхню межу для Q при $\lambda = 1600$ нм

Перший припадає на значення $1,35 \le n_r \le 1,42$, $r_0 = 1,0 \pm 0,1$ мкм, а другий при $n_r = 1,93$, $r_0 \ge 0,4$ мкм. Хоча останній дещо краще відповідає спостереженням, але порівняння даних розрахованого і спостережного розподілу яскравості по диску в неперервному спектрі краще узгодження дало для першого варіанту. При $\lambda = 500$ і 605 нм уявна частина показника заломлення n_i рівна, відповідно, 0,0011 і 0,00035.

За цими характеристиками аерозолю були розраховані спектральні значення фазової функції, фазового інтегралу, геометричного і сферичного альбедо, які показали, що специфічні зміни відбивної здатності центра диска Сатурна з кутом фази (рис. 5.20) зумовлені індикатрисним ефектом. Отримані оцінки лійсної частини показника заломлення погоджуються 3 загальновизнаним уявленням, що хмарові частинки цих планет мають аміачну природу, принаймні – його верхньої частини. Питання лише в тому, в якій фазі вони перебувають: краплин рідини чи твердих частинок. Оскільки у звичайних умовах аміак у рідкій фазі знаходиться у вузькому інтервалі температури $(196 \le T \le 218 \text{ K})$, де $1,35 \le n_r \le 1,41$, то температурний режим Юпітера дозволяє можливість знаходження в атмосфері краплинок аміаку тоді, коли (подібно до земної атмосфери) вони знаходяться в сильно переохолодженому стані. В той же час. значення $n_{r} \cong 1.42$ для Сатурна відповідає твердій фазі аміаку, а тому ставиться під сумнів або сферичність їх форми, або ж аміачна природа.

Гіпотезу про аміачну природи підтверджує ще й факт збільшення його відносної концентрації з глибиною в атмосфері Юпітера та менше значення в

атмосфері Сатурна. Щодо Урана і Нептуна, то, відповідно до їх температурних режимів, згадані локальні хмаринки можуть мати метанову природу, а аміачні хмари можуть знаходитися в глибоких шарах атмосфери і тому вони фактично не впливають на формування поля дифузно відбитого випромінювання.

Інформація про вертикальну структуру хмарового шару, як правило, отримувалась з аналізу спостережних даних про ефект «центр-край» в неперервному спектрі та в смугах (лініях) поглинання різних газів шляхом ускладнення шаруватої структури (див., наприклад, рис. 5.48) і збільшення кількості комбінацій значення її параметрів, що дозволяло досягнути найкращого погодження розрахунків і спостережень. Очевидно, що введення нових газових, аерозольних чи газоаерозольних шарів збільшує кількість вільних параметрів, які інколи є ще й взаємозалежними, тому їх визначення не є однозначним. По цій причині в 1980-х роках О. Мороженко запропонував метод (детальніше див. п. 3.1.3), за яким було визначено закономірність зміни відношення (NL/ τ_s) від NL (в км-амагат) та зміни аерозольної оптичної глибини з тиском:

Юпітер

$\ln \tau_{a} = -0.720 + 1.507 \Delta \ln p,$	$(-2,208 \le \ln p \le -0,060),$	(5.4a)
$\ln \tau_a = +1,225 + 1,160 \Delta \ln p,$	$(-1,002 \le \ln p).$	(5.46)
Сотури		
$\ln \tau_a = -0.846 + 1.598 \Delta \ln p$	$(-3,362 \le \ln p \le -2,058),$	(5.5a)
$\ln \tau_a = +1,238 + 1,342 \Delta \ln p$	$(-2,058 \le \ln p \le -1,207),$	(5.56)
$ln\tau_{a} = +1,781 + 0,326 \Delta lnp$	$(0,650 \le \ln p).$	(5.5в)
Уран		
$\ln \tau_{a} = -2,694 + 0,087 \Delta \ln p$	$(+0,368 \le \ln p \le +1,231),$	(5.6a)
$\ln \tau_a = -2,619 + 7,341 \Delta \ln p$	$(+1,231 \le \ln p \le +1,756),$	(5.66)
$\ln \tau_a = +1,229 + 956 \Delta \ln p$	$(+1,756 \le \ln p).$	(5.6в)
Нептун		
$\ln \tau_{a} = -1,861 + 1,248 \Delta \ln p$	$(+0,200 \le \ln p \le +0,905),$	(5.7a)
$\ln \tau_{a} = -1,131 + 0,347 \Delta \ln p$	$(+0,905 \le \ln p).$	(5.76)

Оскільки, як видно з (5.4)-(5.7), навіть центр потужної смуги поглинання метану при $\lambda = 887$ нм формується при відносно великому тиску, то наявність оптично тонкого туману у верхньому шарі атмосфери може бути не поміченою.





Рис. 5.48. Схематичний показ чотирьох можливих моделей (I-IV) вертикальної структури хмарового шару: *1* – газ, *2* – аерозоль + газ, *3* – туман + газ, *4* – пил + газ

В той же час, подібно Венері та Марсу, планети-гіганти також можуть мати надхмаровий туман. На це вказували спочатку спостереження зміни блиску зір і галілеєвих супутників при їх затемнені Юпітером, а пізніше підтвердили ще й передані космічними апаратами зображення вранішнього і вечірнього лімбів у північній півкулі (рис. 5.49). Виявилось, що туман знаходиться в межах висоти, яка відповідає тиску 30-150 мбар на екваторі та 10-50 мбар на широті +40°.

Вищеперераховані спостережні дані про оптичні та теплові властивості показали їх відмінність для світлих і темних деталей, що особливо характерно для Юпітера і Сатурна. Не виключається, що однією з причин цього може бути різниця в глибині, на якій розташована верхня границя хмарового шару цих деталей і це було підтверджено аналізом спостережних даних для Юпітера (рис. 5.50). Як видно, верхня границя хмарового шару у світлих зонах розташована вище, ніж у темних смугах і перепад висоти між ЕZ та NEB і SEB сягає 15 км.

Південний і північний приполярні райони також розміщені на різній глибині. За допущення, що аерозоль широтних деталей диска Сатурна характеризується однаковими параметрами було визначено відмінність оптичних характеристик цих деталей і величину оптичної товшини надхмарового газового шару т_к, які також вказують на відмінність положення границі хмарових шарів. Перепад висоти ΔΗ/Н_g верхньої границі хмарових шарів за різними оцінками знаходиться в межах від 0,35 до 2,3.

Що стосується оцінки об'ємного коефіцієнта розсіяння аерозолю, то його значення знаходиться в широких межах (наприклад для Юпітера – від 1,8·10⁻⁷ до 1,2·10⁻⁵ см⁻¹). Частково це пов'язано з аналізом даних для смуг поглинання різної потужності, що відображає реальну зміну σ_s з глибиною, але в основному – використанням різного допущення про витягнутість вперед індикатриси розсіяння.



Рис. 5.49. Вертикальні профілі добутку $\sigma_0 \chi(\alpha) \omega$ для надхмарового шару Юпітера на широті +60° при $\alpha = 147°$ в УФ променях (1 – шкала ординат ліворуч) і в ІЧ променях (2 – шкала ординат праворуч) за даними КА «Галілео». 3 – розрахунок для газового шару в УФ променях, 4 – розрахунок для газового шару в ІЧ променях (h = 0 відповідає тиску $p_0 = 1$ бар)

Рис. 5.50. Висота верхньої межі хмарового шару деталей диска Юпітера над рівнем з тиском 0,65 бар за даними поляриметричного експерименту КА «Піонер-10»

5.7. Гіпотези про природу спостережної гами кольору хмар

Оскільки аміак, який імовірно складає хмарові шари, практично позбавлений кольору, то постає питання щодо природи гами кольорів на

дисках планет, а також про УФ поглинання. Нині існує низка гіпотез, які умовно розподіляють на *неорганічні* та *органічні*. Пріоритет створення неорганічної гіпотези належить Р. Вільдту, який соковитий голубий колір Юпітера приписав слабкому розчину натрію в аміаку (джерело атомів натрію поза межами планети). Слабке забарвлення виникає при захопленні найімовірніше аміаком електрона:

 $Na + NH_3 = Na^+ + e.$

Більш концентрований розчин має бронзове забарвлення, яке виникає при захопленні пари електронів:

$$2Na + NH_3 = 2Na^+ + 2e.$$

Було запропоновано сценарій, згідно з яким зафарбовані в сірий колір деталі мають температуру менше 195 К, голубі (залежно від тиску пари аміаку) – температуру в межах 195-270 К; бронзові – 162-270 К. Активність лужних металів у густих шарах атмосфери практично не зменшується. Натрій розчиняється в аміаку при T = 240 К:

 $2Na + 2NH_3 = 2NaNH_2 + H_2$,

в результаті чого утворюється безбарвний амід натрію.

У верхньому шарі атмосфери натрій вступає в реакцію з радикалами водню та аміду, які утворюються під дією сонячного УФ випромінювання:

 $Na + H^* = NaH$, $Na + N^*H_2 = NaNH_2$.

Гідрид натрію (NaH) та амід не можуть існувати в контакті з водяною парою в нижній атмосфері тому що натрій, переведений у гідроксид в процесі каскадних реакцій

 $\begin{aligned} 2Na + 2H_2O &= 2NaOH + H_2, \quad \rightarrow NaH + H_2O &= NaOH + H_2, \rightarrow \\ \rightarrow NaNH_2 + H_2O &= NaOH + NH_3, \end{aligned}$

вже не може брати участь у подальших реакціях з аміаком.

Для пояснення деяких кольорів (наприклад, кремового, жовтого та оранжевого), які неможливо пояснити розчином лужних металів в аміаку Ф. Райс доповнив цю гіпотезу впливом вільних радикалів, які є стійкими при низькій температурі (табл. 5.7). Джерелом енергії дисоціації є УФ випромінювання Сонця і електричні розряди в атмосфері.

Компонент	Колір	<i>Т</i> , К	Зауваження
$(NH)_n$	Голубий	148	Перетворюється в амід амонію
			NH ₄ N ₃
$(NH_2NH)_n$	Жовтий	95	Може бути NH ₂ NHNHNH ₂ ; у разі
			температури переходу виділяє N ₂
$(CH_3N)_n$	Безколір-	78	Теплове розщеплення метилазіду
	ний		CH ₃ N ₃
$(C_2H_5)_2N$	Світло-	113	В електричному розряді дає
	жовтий		$(C_2H_5)_2NH$
$(CH_3)_2N$	Темно-	103	В електричному розряді буде
	зелений		перетво-рення (CH_3) ₂ N—N = N—
			$N(CH_3)_2$
CH ₃ S	Жовтий	103-113	CH ₃ S—SCH ₃
(CH ₃) ₃ CS	Червоний	103-133	$(CH_3)_3CS-CS(CH_3)_3$
S_2	Фіолетовий	193	За кілька годин відбувається зміна
			від фіолетового до жовтого (за
			кімнатної температури – за кілька
			секунд)

Таблиця 5.7. Кольори захоплених вільних радикалів

Головним недоліком гіпотези є нехтування рекомбінацією в моменти, коли вільні радикали перебувають у газоподібному стані, а також вимога нереально низької температури. Врятувати її спробував Х. Папазян. На його думку заряджені частинки, які попадають в атмосферу з радіаційних поясів планет можуть створювати пару в кристалічній речовині, що й дає відповідний колір. Він підрахував, що протони з енергією 100 МеВ можуть проникнути в товщу атмосфери, де кількість CH₄ і NH₃ близька до 10 г/см². Але при великій кількості водню чи гелію на промені зору хмаровий шар буде захищений від цих частинок.

Дж. Левіс запропонував модифіковану неорганічну гіпотезу, згідно якій сірководень вступає в реакцію з аміаком і утворює молекули летучої речовини NH₄SH, яка може сконденсуватись при 200 К. Оскільки H₂S розкладається під впливом УФ випромінювання Сонця і створює полісульфід амонію (NH₄)₂S_x, то останній, залежно від довжини молекулярного ланцюжка, може бути жовтим, оранжевим чи коричневим. У конвективній атмосфері амоній піднімається у верхній шар атмосфери, де можливий його фотолітичний розпад, або навпаки, УФ випромінювання Сонця, яке внаслідок розриву в аміачних хмарах проникає в глибокі шари атмосфери і приводить до фотолізу сульфіду амонію, або його газоподібної складової H₂S.

Крім того, полісульфід амонію може продукуватись у процесі розчинення S_8 у розчині гідроксиду амонію. Цей розчин, залежно від кількості розчиненої сірки, може мати гаму кольорів від жовтого до коричневого. Після випаровування знову з'являється молекула S_8 . У моделі жовто-оранжевокоричневої хмари враховано конвекцію розчину полісульфіду амонію від рівня хмар з гідроксиду амонію при 275 К до верхнього шару (разом із вмороженим у частинки розчином полісульфіду). Тоді, коли аміак і вода випаровуються, сірка відновлюється, надаючи хмарам блідо-жовтих, або зелених відтінків. Тут можлива наступна схема реакцій:

PH₃ = PH₂ + H (УФ фотоліз); → PH₂ + PH₂ = PH + PH₃; → PH + PH = P₂ + H₂; → P₂ + P₂ = P₄; → P₄ (газ) = P₄ (твердий, червоний).

Першу органічну гіпотезу висунув Х. Урей, припустивши, що фотолітичні реакції в юпітеріанській атмосфері можуть зумовити утворення кольорових вуглецевих сполук. Лабораторні експерименти і математичне моделювання процесів взаємодії високочастотного випромінювання із сумішшю молекул водню, метану і аміаку вказали на можливість отримання молекул ацетилену, етану та ціаніду, а також полімеризації молекул С₂H₂ в кольорові кристали. Серед отримуваних газоподібних речовин можуть бути C₂H₂, C₂H₄, C₂H₆, HCN, CH₃CN, а твердих – нафталін, асфальт (жовтий) і азулін (голубий).

Крім того, були отримані деякі поліядерні ароматичні речовини (пуритин, жовті короніни, флуоресціюючі червоно-фіолетовим кольором хрисини тощо.) На особливу увагу заслуговують експерименти К. Сагана та Б. Хари, які показали, що після 14-добового освітлення ртутною лампою (інтервал довжини хвиль 185-254 нм) на стінках контейнера з'являлись кольорові речовини. Не виключено, що при взаємодії жорсткого УФ випромінювання непоглинальні частинки стануть поглинальними, що й створить відповідну гаму кольорів, яка буде ще й змінюватися в часі.

Розділ 6. Безатмосферні тіла в Сонячній системі

о цього класу небесних тіл відноситься найближча до Сонця класична планета Меркурій, супутники планет, карликові планети та астероїди. За морфологією та оптичними властивостями поверхневих шарів вони підрозділяються на аналоги поверхневих шарів Венери й Марса, та такі, поверхневі шари яких найімовірніше є замерзлим конденсатом газів, а за формою – близькою до сферичної та уламків неправильної форми.

Крім того, присутні тіла з постійною надзвичайно розрідженою (наприклад Меркурій, Місяць) та епізодичною (напр. Тритон, Плутон) атмосферою. На противагу великим планетам, на яких відсутні дані про сучасний вулканізм, на деяких із супутників виявлено активний вулканізм (Іо) і гейзерну активність (Енцелад).

Оскільки морфологія та оптичні властивості безатмосферних небесних тіл багато в чому подібні, то детально зупинимося лише на найбільш вивченому Місяці, а для інших – на відмінностях.

6.1. Місяць

Для періоду його обертання навколо Землі існує 5 понять, які означають проміжки часу між двома проходженнями Місяця через: одне й те ж місце щодо Сонця (для земного спостерігача) – синодичний і серед зір на небесній сфері – сидеричний; перигей – аномалістичний; один і той самий вузол орбіти (висхідний або низхідний) – драконічний, а також центра диска Місяця через середню точку весняного рівнодення – тропічний. Обертання Місяця відносно центра мас системи Земля-Місяць описується трьома емпіричними законами, які були сформульовані в 1721 р. Жаком Кассіні (1677-1756):

1. Місяць обертається навколо своєї осі із заходу на схід з постійною кутовою швидкістю, причому період обертання дорівнює середньому сидеричному періоду обертання Місяця навколо Землі.

2. Нахил середньої площини місячного екватора до площини екліптики постійний.

3. Полюси місячного екватора, екліптики й площини місячної орбіти лежать на одному великому колі, причому саме в зазначеному порядку.

Загалом Місяць має приведені в табл. 6.1 характеристики.



Фото. Схід повного Місяця, мис Сауньйон, Греція. Автори: Ентоні Айомамітіс (http://nssdc. gsfc. nasa. gov/ photo_gallery)

тиолиця б.т. загалын характериетики инсяця	
Середня віддаленість від Землі (км)	384399
Ексцентриситет орбіти	0,0549
Нахил орбіти до площини екліптики (градуси)	5° 08' 43"
Середня орбітальна швидкість (км/с)	1,022
Синодичний період обертання, земна доба	29,530588
Сидеричний період обертання, земна доба	27,3216616
Тропічний період обертання, земна доба	27,3215821
Аномалістичний період обертання, земна доба	27,5545509
Драконічний період обертання, земна доба	27,2122204
Максимальна зоряна величина	-12,9
Maca, кг	$7,3477 \cdot 10^{22}$
Екваторіальний радіус, км	1738,14
Стиснення	0,00125
Середня густина, г/см ³	3,3464
Прискорення сили тяжіння на екваторі, м/с ²	1,623
Друга космічна швидкість на екваторі, км/с	2,38
Видиме альбедо	0,12
Температура на екваторі, К: ніч	100
підсонячна точка	400
Температура на полюсі, К: ніч	70
день	390
Видимий кутовий діаметр на середній відстані	31' 05"

Таблиця 6.1. Загальні характеристики Місяця

Оскільки сидеричний і синодичний періоди обертання Місяця досить близькі, то він завжди обернений до Землі одним боком, але в дійсності спостерігається не 50, а приблизно 60% його поверхні, що зумовлено так званим явищем лібрації (від лат. libratio – хитання, коливання), яку розділяють на оптичну (\pm 7° 54' по довготі та \pm 6° 41' – по широті) і фізичну (2"). Лібрація по довготі зумовлена нерівномірним рухом вздовж еліптичної орбіти і рівномірним осьовим обертанням, а по широті – не перпендикулярністю осі обертання до площини орбіти.

Крім того проявляються також: нутація – відносно короткоперіодичні коливання, що накладаються на прецесію осі обертання тіла під дією обертального моменту через зовнішні гравітаційні впливи, які зумовлені змінами орбіти Місяця; регресія вузлів - поступове переміщення на захід вузлів, в яких орбіта Місяця перетинає екліптику, яке зумовлене гравітаційним впливом Сонця (його повний цикл складає 18,61 року); евекція – періодичне збурення руху Місяця, викликане зміною гравітаційного притягання Сонця при русі Місяця по орбіті навколо Землі протягом місяця (період збурень дорівнює 31,8 доби, а максимальна величина збурення екліптичної довготи Місяця -1,27°). Напрямок руху по орбіті практично співпадає з напрямком руху більшості тіл Сонячної системи, тобто, проти годинникової стрілки, якщо дивитись на орбіту Місяця з північного полюса світу. Його видимий шлях руху на небі перетинається з площиною екліптики (видимого шляху Сонця серед зір протягом року) в так званих місячних вузлах. Теорію руху Місяця, якою переважно користаються й зараз, розробив американський математик Дж. Хілл. При русі по орбіті навколо Землі змінюються умови освітлення від практично всього диска (повний Місяць, $\alpha \approx 0^{\circ}$) до практично повністю неосвітленого (новий Місяць, $\alpha \approx 180^\circ$), проміжні умови ($\alpha = \pm 90^\circ$) відповідають першій та останній чвертям. Якщо новий та повний Місяці співпадають з його находженням в місячних вузлах то спостерігаються явища сонячного і місячного затемнення, які можуть бути повними і частковими, а стосовно сонячного – ще й кільцевими, коли навколо Місяця залишається видимим лімб Сонця. Не виключена наявність навколо Місяця надзвичайно розрідженої атмосфери, яка може бути зумовлена сонячним вітром, дегазацією внутрішніх шарів, а також випаровуванням при метеоритних ударах. Вважається, що головною складовою там має бути неон з концентраціями влень $\approx 6 \cdot 10^4$ см⁻³ та $\approx 1.5 \cdot 10^6$ см⁻³ вночі. Завдяки сонячному вітру можуть з'явитися ще й атоми і молекули H, H₂, He, Ne, O, O₂, N, N₂, H₂O, OH, NO, N₂O, CO, CO₂, CH₄ загальною концентрацією 10^3 - 10^5 см⁻³. Для експериментальної перевірки, на кількох посадкових модулях встановлювались латчики атмосферного тиску і мас-спектрометри. Так мас-спектрометр КА «Аполлон17» підтвердив наявність гелію, неону, аргону і молекулярного водню з сумарною концентрацією вночі $2 \cdot 10^5$ молекул в см³.



Фото. На поверхні Землі добре помітна місячна тінь під час повного сонячного затемнення 7 березня 1970 р. (http://nssdc. gsfc. nasa. gov/ photo_gallery)



Фото. Затемнений Місяць (http://nssdc. gsfc. nasa. gov/ photo_gallery)

Якщо надзвичайно розріджена газова атмосфера була очікуваною, то повною несподіванкою було відкрито навколо Місяця помітного пилового шару. Так, ще орбітальні модулі КА «Сервеєр-5» і «Сервеєр-7» зареєстрували світіння західного лімба місячного горизонту після заходу Сонця, яке було приписано розсіянню пиловим шаром, що підтвердив і експеримент з борту «Лунохода-2». Електрофотометрія при $\lambda_{e\varphi} = 270$ нм і $\lambda = 540$ нм зафіксувала підвищене світіння денного і нічного неба, яке залежало від зенітної відстані Сонця, що пов'язали з метеорним бомбардуванням поверхні.

6.1.1. Морфологія поверхні Місяця

Споглядання Місяця навіть неозброєним оком виявляє різноманіття форми і розміру оптичних неоднорідностей. Першу досить детальну карту склав Я. Гавелій у 1647 р. Він найголовнішим місячним хребтам по аналогії з земними присвоїв назви: Апенніни, Карпати, Кавказ, Альпи тощо. В 1651 р. Дж. Річчолі продовжив таку практику: великим темним деталям присвоїв фантастичні імена (Океан Бур, Море Криз, Море Спокою, Море Дощів тощо); дещо менші темні деталі, що примикають до морів, назвав затоками (наприклад, Затока Веселки); невеликі неправильної форми плями – болотами (наприклад, Гниле Болото); окремі гори, головним чином кільцеподібні, були названі іменами видатних учених (Коперник, Кеплер, Тихо Браге тощо).

З 20 ст. питанням упорядкування системи найменування переймається Міжнародний Астрономічний Союз, у рамках якого створена спеціальна Робоча група з номенклатури, а в 1962 р. була сформована концепція, згідно якої: 1) протяжні утворення, які можна віднести до одного з понять: океан, море, озеро та затока отримують латинізовані назви, які мають емоційний характер; 2) гірські масиви отримують латинізовані назви, які відповідають географічним назвам гір на Землі; 3) кратери та окремі гірські вершини (піки і миси) називають іменами астрономів і видатних науковців (посмертно), тому на картах зворотного боку Місяця з'явилися імена К. Ціолковського, С. Корольова, Ю. Гагаріна та інших; заборонено використовувати імена політичних і релігійних діячів, полководців і філософів 19 і 20 століть; 4) борознам, долинам і кратерним ланцюжкам стали надаватись імена кратерів, які розташовані поруч.

Виняток зроблено для трьох гігантських ланцюжків в районі Моря Східного на зворотному боці Місяця, яким додатково присвоєні ще й власні імена ГДЛ, ГИДР, РНИИ на честь перших радянських дослідницьких організацій, які започаткували розвиток ракетної та космічної техніки.

Спостереження на великих значеннях фазового кута вказали на існування тіні, по довжині якої стали визначати перепад висоти і будувати так

звані гіпсометричні карти, які характеризують перепад висоти h достатньо великих деталей (загальновідома карта більшої частини видимго боку Місяця з масштабом 1:1 000 000). Виявилось, що розмір гірських масивів досить значний і їх висота становить, наприклад, для Апеннін 6 км, Карпат – 2 км. Однак абсолютна висота, яку характеризують відстань точки поверхні Місяця від центра мас, визначалась досить непевно. Тому відповідні гіпсометричні карти давали лише загальне уявлення про рельєф поверхневого шару Місяця. Винятком є рельєф крайової зони супутника, для якої Ф. Хайн, А. Нефедьєв та Ч. Уотс склали гіпсометричні карти, які використовувалися для врахування нерівності краю Місяця при спостереженнях з метою визначення координат на його поверхні. Основною опорною точкою для картографічної прив'язки служив невеликий за розміром правильної форми кратер Местінг, якого добре видно біля центра місячного диска.

Аналіз переданих КА зображень дозволив детально дослідити велику кількість кратерів і провести статистичний аналіз їх параметрів, зокрема розподіл кількості кратерів N за їх діаметром D (в метрах), залежність між діаметром D і глибиною h кратерів та відношення висоти хребта кратера щодо довкілля h' до його глибини:

$$N = 10^{11} \cdot C/D^2.$$
(6.1a)

При цьому, значення параметра С на великій площі Моря Пізнання (395 кратерів), Моря Спокою (590) і на дні кратера Аристарх (648) відповідно становили 1,0, 1,4 та 2,5. Для дрібних кратерів (діаметром від 1 до 100 м) вираз залежності має інший вигляд

$$N \sim C/D^{2,8}$$
. (6.16)

Материки і моря характеризуються різною насиченістю кратерами. Так, вивчення трьох типів місячної поверхні (материки, вал кратера Альфонс і моря) показало, що кількість кратерів діаметром від кількох десятків метрів до найбільших на площі в 1 км² на валу кратера Альфонс у 3 рази, а на материку у 30 разів більша, ніж на морі. Для залежності між діаметром D і глибиною h кратера також були отримані дещо різні співвідношення на різних морфологічних деталях. Так, аналіз даних для 130 кратерів з діаметром від 8 до 42 км на поверхні Місяця і для земних метеоритних кратерів виявив, що в обох випадках між lgD і lgh виконується однакове співвідношення

$$lgD = 0.0256(lgh)^{2} + lgh + 0.6300,$$
(6.2)

а для кратерів з діаметром менше 90 км — їх важко розділити на «первинні» і «вторинні» кратери. Термін «вторинний» характеризує кратери, контури яких накладаються на контури інших («первинних»), як правило, більших за розміром кратерів і які вважаються молодшими. Для «первинних» вираз (6.2) має вигляд

$$lgD = 0,96lgh + 0,98, \tag{6.3a}$$

а для молодих (вторинних)

та

$$h = 1,044 D^{0,301}$$
 при D ≥ 10,6 км (33 кратера). (6.3в)

З аналізу даних для 424 місячних кратерів і окремих земних деталей (кальдери, метеоритні і вулканічні кратери) було знайдено відношення висоти хребта кратера відносно рівня довкілля h' до глибини кратера для звичайних місячних кратерів у вигляді

h'/h = 0,2-0,4, (6.4a)

тоді як для земних кальдер

$$h'/h = 1,5-10.$$
 (6.46)

Дещо іншим виявилось співвідношення для заповнених темним матеріалом кратерів. Впровадження методів радіо та лазерної локації підвищило точність визначення відносної висоти (рис. 6.1). Крім того, дані локації використовуються й для уточнення співвідношення типу (6.3) і (6.4). Так, за даними лазерної локації 29 великих кратерів була отримана залежність

$$lgh = 0.41 (lgD)^{0.57}$$
. (6.5)

Вивчення великомасштабного рельєфу за даними наземних спостережень показало, що моря займають близько 40% видимої поверхні Місяця і є низинними рівнинами, посіченими тріщинами й невисокими звивистими валами, багато з них оточені концентричним кільцевим хребтом. Світліша поверхня покрита численними кратерами, кільцеподібними хребтами, борознами тощо (рис. 6.2). На видимому боці Місяця близько 300 000 кратерів мають діаметр більше 1 км, найбільші сягають сотень кілометрів у діаметрі.



Рис. 6.1. Співставлення результатів вимірювання висотвготи (h) радіолокаційним (KA «Аполлон-17», суцільна лінія) і лазерним (KA «Аполлон-15» і «Аполлон-16», квадратики) висотоміром з довготою L° в районі Моря Криз і Ясності; за нульову відмітку прийнята відстань R =1738 км від центра мас



Рис. 6.2. Море Спокою

Кратери з діаметром менше 15-20 км мають просту чашоподібну форму, тоді як більші складаються з округлого валу з крутими внутрішніми схилами, на яких інколи спостерігаються тераси (рис. 6.3, 6.4), відносно плоске дно заглиблене більше, ніж навколишня місцевість. Це відображає вираз (6.4а). Довкілля деяких кратерів виявилися насиченими світлими променями, які розбігаються в усі боки (рис. 6.5), а в їх центрі знаходиться гірка помітної висоти (рис. 6.4). Ці промені можуть бути вторинними тріщинами, які утворилися під час утворення основного центрального кратера та породжені осколками основного астероїдного тіла; вони знаходяться на поверхні морів, або перекривають гірські породи. Часом тектонічні розриви розсікають кратери і моря, інколи самі перекриваються молодшими утвореннями, тому їх дослідження дозволяє встановити послідовність виникнення різних структур поверхні.



Рис. 6.3. Подвійний кратер Ван де Граафа шириною 243 км Рис. 6.4. Відносно молодий кратер Ератосфен (ліворуч) діаметром 61 км і Коперник (на лімбі)

Хоча абсолютний вік утворень вважається відомим лише для кількох деталей, але опосередковано було встановлено, що вік наймолодших великих кратерів становить десятки (можливо й сотні) мільйонів років, тоді як основна кількість великих кратерів відноситься до «довулканічного» періоду і становить 3-4 млрд. років.

Поряд з дослідженням кратерних структур вивчались ще й характеристики мікроструктури поверхневого шару. Із знімків «Сервейєр-1» і «Сервейєр-3» розподіл частинок на поверхні за розміром є нормальнологарифмічним із середнім розміром 9,6 і 54 мкм при інтервалі розмірів у межах 0,06-1410 і 1,6-1860 мкм. У формуванні сучасного місячного рельєфу брали участь внутрішні і зовнішні чинники, але зараз метеоритний механізм є домінуючим.



Рис. 6.5. Кратер Тихо зі світлими променями

Аналіз даних 9000 доплерівських вимірювань за 80 обертів КА «Лунар Орбітер-5» по полярній орбіті дозволив виявити місця **гравітаційних** аномалій, які були приписані локальній концентрації маси (масконам) в межах від 10⁻⁶ до 10⁻⁵ маси Місяця. Їх положення співпадає з центром морів круглої форми (Моря Дощу, Ясності, Криз, Нектару і Вологості), тоді як у морів неправильної форми (Море Спокою та Океан Бур) ніяких ознак гравітаційних аномалій не було виявлено. З різних місць поверхні Місяця на Землю було доставлено \approx 380 кг грунту, який відповідає як породам вулканічного типу (лави) так і тим, які виникли в процесі дроблення і розплавлення місячної речовини при падінні метеоритів. Під впливом сонячного вітру **реголіт** наситився нейтральними газами; серед уламків були знайдені частинки метеоритної речовини. Основна маса вулканічних порід подібна до земних базальтів, з яких, імовірно, складені всі місячні моря.

Зустрічаються також уламки інших порід: подібних до земної під назвою «КREEP»; збагачені калієм, рідкоземельними елементами і фосфором породи, які, ймовірно, притаманні місячним материкам. «Луна-20» і «Аполлон-16» з материків доставили ще й породу типу анортозитів.

Виявилось, що місячні зразки чітко розділяються на дві великі групи – морську й материкову. Морські породи є залізистим базальтом, подібним з тим, з яких складається дно океанів на Землі, а материкові – з матеріалу, який збагачений сполуками алюмінію, кальцію й магнію та утворений в процесі ударно-вибухової переробки древньої місячної кори на самих ранніх етапах розвитку і не мають аналогів серед земних порід.

Вивчення зразків з різних досить віддалених один від одного районів виявило ряд важливих геохімічних особливостей, що різко відрізняє їх як від земних, так і від метеоритних порід. Насамперед – це відсутність у місячних зразках води й інших летких компонентів (вуглекислоти, лугів), внаслідок чого на Місяці в десятки разів менше різновидів мінералів. Породи Місяця багаті такими хімічними елементами, як кальцій, алюміній, цирконій тощо, які є тугоплавкими й важколеткими. Вміст мінералів дещо різниться для різних зразків (табл. 6.2, 6.3). За вмістом радіоактивних ізотопів визначено вік місячних порід (млрд. років): 4,46 – найстаріших порід, $\approx 4 - у$ більшості морів (Море Ясності, Море Спокою, Океан Бур) і 3,87 – у Моря Дощів.

азка	ґрунту				
	Окисел	Базальти	Брекчії	Анортозити	Скло
	SiO ₂	41,7-42,7	44,5	45,4-46,0	41,4-44,4
	TiO ₂	8,0-11,1	3,2	≈0-0,3	11,2
	$Al_2 O_3$	11,0-14,8	20,5	27,3-33,8	9,6-34,9
	$Cr_2 O_3$	0,2-0,5	0,3	≈0-0,2	0,6

10.6

0,2

7.9

12,8

15,8-16,7

6,2-8,9

10,8-12,5

0.3

FeO

MnO

MgO

CaO

≈0-0,2 2,8-6,2

0,1

1,7-7,9

14,1-17,5

0,1-18,4

0,2-7,3

11,6-17,5

0.2

Таблиця 6.2. Мінералогічний склад доставленого КА «Аполлон-11» зразка ґрунту

Na ₂ O	0,6	0,5	0,3	0,6-1,,2
Ka ₂ O	0,3-0,7	0,2	≈0	0,1
NiO	-	-	≈0	-
SO ₂	1,1	0,2	0-0,1	0,4

Таблиця. 6.3. Середній хімічний склад (%) місячного ґрунту в місці посадки різних КА

КА	Крем-	Глино	Оксид	Закисле	Палена	Нега-
	незем	зем	титану	залізо	магнезія	шене
	SiO ₂	$Al_2 O_3$	TiO ₂	FeO	MgO	вапно
						CaO
Аполлон-11	40,5	10,1	10,4	19,2	7,0	11,5
Аполлон-12	44,9	8,9	3,6	20,5	10,6	9,8
Аполлон-14	48,1	16,7	1,5	9,5	10,2	10,7
Аполлон-15	46,7	10,2	2,0	19,9	8,8	10,6
Аполлон-16	44,9	27,2	0,5	5,0	6,0	14,6
Аполлон-17	39,0	9,0	11,9	18,8	8,5	10,8
Луна-16	44,0	13,8	4,8	18,7	6,4	11,8
Луна-20	45,2	22,8	0,5	7,5	9,7	14,7
Луна-24	46,0	12,2	1,0	21,6	7,4	12,2

6.1.2. Спектрофотометричні і поляризаційні властивості та мінералогічне картування

Весь диск. Через великий кутовий розмір, зараз існує обмежена кількість досліджень фазової залежності блиску диска (візуальні спостереження Рассела, фотоелектричні в системі фільтрів В Ружє і в 9-ти вузькосмугових ділянках спектра та UBVRI системі фільтрів Лейна та Ірвіна). Виявилось, що має місце асиметрія у фазовій залежності блиску $m(\alpha)$ до та після повного Місяця, що відображає асиметрію розташування альбедних деталей. Згідно Д. Гарісу, зоряна величина диска змінюється з кутом фази α згідно виразу

$$\Delta m(\alpha) = 3,05(\alpha/100^\circ) - 1,02(\alpha/100^\circ)^2 + 1,05(\alpha/100^\circ)^3.$$
(6.5)

Крім того, має місце дещо різна в різних λ зміна показника кольору $\Delta V(\alpha) - \Delta m(\alpha)$ при $\lambda = 359$ (1), 393 (2), 416 (3), 457 (4), 501 (5), 626 (6), 730 (7), 860 (8) та 1064 (9) нм з кутом фази. За цими даними було оцінено спектральне значення геометричного A_g і сферичного A_s альбедо та фазового інтеграла q. Що стосується похибок, то для геометричного альбедо вони знаходяться в межах 2-4%, для фазового інтеграла 5,3-9,5% за спостереженнями в 1964 р. і 2,7-4,5% в 1965 р.; болометричне альбедо $A_i = 0,123 \pm 0,002$.

Хоча дані інтегральної фотометрії однозначно вказують на те, що в межах $6^{\circ} \le \alpha \le 60^{\circ}$ зоряна величина практично лінійно міняється з кутом фази, але вже перші спроби побудувати каталог відбивної здатності різних деталей місячної поверхні, коли необхідно було спостережні дані при близькому до нуля (але все ж різному) значенні α приводити до однакових умов освітлення, вказали на значне збільшення відбивної здатності при підході до $\alpha = 0^{\circ}$; неврахування цього могло привести до похибки у 10-20%.

Це підтвердили проведені Дж. Герелсом з колегами в 1956-1963 рр. фотоелектричні спостереження 13 деталей в системі UBVRI. Вони виявили ефект опозиції (рис. 1.12), що у подальшому було підтверджено й космічними спостереженнями. Сумісний аналіз даних про ефект опозиції і фазову функцію в модифікованій Ірвіном-Яновицьким моделі тіньового механізму Хапке з наближеним урахуванням багаторазового розсіяння дозволив визначити параметр пористості (g \approx 0,4), індикатрису розсіяння частинок та спектральне значення альбедо одноразового розсіяння частинок ω , яке збільшується від 0,132 в УФ до 0,322 в ІЧ.

Деталі диску Місяця характеризуються значним перепадом відбивної здатності (від 0,176 для кратера Аристарх до 0,051 в середині Океану Бур у візуальних променях), а розподіл «кількість кратерів - відбивна здатність» має двогорбий вигляд (рис. 6.6). Характерною особливістю розподілу відбивної здатності по диску повного Місяця є відсутність потемніння краю в усьому видимому інтервалі λ , що тривалий час пов'язувалося лише з високою пористістю поверхневого шару. Але розрахунки за вище приведеними параметрами поверхневого шару показали, що дійсною причиною цього є надзвичайно низьке значення альбедо одноразового розсіяння, при якому внесок багаторазового розсіювання є несуттєвий. В принципі, така ситуація має місце і для Марса в УФ діапазоні.



Рис. 6.6. Розподіл «кількість деталей-відбивна здатність»

Дослідження деталей поверхні Місяця вказали на те, що яскраві і світлі деталі характеризуються різкими змінами показника кольору з α . Спектрофотометричні дослідження Місяця вказали на існування широкі смуги поглинання (рис. 6.7), глибина яких для різних деталей різна. Їх формування зумовлено наступними механізмами.



Рис. 6.7. Відносний контур смуги поглинання піроксену в спектрі різних деталей місячної поверхні поблизу місця посадки КА «Аполлон»

1) Обертово-коливальний спектр (як правило без вираженої обертової структури) проявляється при $\lambda > 1$ мкм; 2) електронний спектр зумовлений електронними переходами між електронними орбітальними станами в іонах (0,5 $\leq \lambda \leq 3,0$ мкм); 3) перенос зарядів виникає через обмін електронами між сусідніми іонами в кристалах (Fe, Ti, O та інші) і проявляється зазвичай при $\lambda \leq 0,8$ мкм.

Перші поляризаційні дослідження відносяться до 1811 р., коли французький астроном Ф. Араго вперше глянув на Місяць через полярископ і виявив, що темні деталі поляризовані сильніше. Для інтегрального диска зараз існує всього два ряди спостережних даних: візуальні спостереження Б. Ліо (1920-ті роки) і Дж. Койна та С. Пелікорі (1960-ті роки) при $\lambda = 336$ (N), 367 (U), 383 (S), 449 (B) і 519 нм (G) (рис. 6.8). Виявилось, що тут також чітко проявляється асиметрія східної й західної півкулі, а кут Брюстера припадає на $\alpha > 100^{\circ}$.



Рис. 6.8. Залежність ступеня поляризації від кута фази. Штрихова крива – візуальні промені за Койном і Пелікорі

Набагато чисельнішими є дослідження окремих деталей Місяця, результати яких частково згадувались у п. 1.10. Крім підтвердження результату Араго про те, що світло темних деталей поляризоване сильніше (рис. 6.9), багато уваги приділялось дослідженням й інших закономірностей.

1. Згідно досліджень 142 деталей між $lg\rho(1,1, 1,5^{\circ})$ і lgP_{max} існує лінійна залежність, яка при $\lambda = 600$ нм має вигляд:

$$lgp(1, 1, 1, 5^{\circ}) = -0.724 lgP_{max} - 1.808.$$
(6.6)

2. Між lgP_{max} і нахилом h гілки додатної поляризації в точці інверсії також існує практично лінійна залежність.

3. Не виявлено однозначного зв'язку між значенням P_{min} та α_{inv} від відбивної здатності різних деталей.



Рис. 6.9. Спектральна фазова залежність ступеня поляризації деталей в океані Процелларум (пунктир) і в районі Шіллера (штрихпунктир) за даними Дольфюса

4. Щодо залежності значення кута Брюстера від Р_{тах}, а отже і відбивної здатності, існує два погляди: нелінійна і лінійна залежність у вигляді:

$$\alpha(\mathbf{P}_{\max}) = 97,0^{\circ} + 0,0517^{\circ} \cdot \mathbf{P}_{\max}$$
(6.7)

Різноманіття показників кольору відображають зміну нахилу спектральної відбивної здатності та інтенсивності смуг поглинання і

використовуються для мінералогічного картування місячної поверхні. В якості реперних використовуються ділянки з відомим мінералогічним вмістом і отримані в лабораторних умовах залежності між вмістом W, наприклад, окислу титану TiO₂ (у відсотках) та відносним нахилом S спектральної відбивної здатності в спектральному інтервалі 400-565 нм.

Відзначимо, що згідно лабораторних досліджень, гідроксильні сполуки Fe_3^+ показують помітні смуги поглинання при $\lambda = 0,43, 0,5$ і 0,9 мкм, $Fe_2^+ - \lambda = 0,9$ -1,2 мкм, фундаментальні і коливальні смуги S–O – при $\lambda = 8$ -10, 13-18 і 19-24 мкм, найінтенсивніші комбінації і обертони цих фундаментальних смуг знаходяться в діапазоні спектра 4-5 мкм, сульфатні мінерали – в діапазоні 1,7-1,85 мкм, сполуки за участю H₂O, гідроксилу OH та обертони фундаментальних смуг поглинання S–O – при $\lambda = 2,1-2,7$ мкм.

Крім того, спектри сульфатів при $\lambda < 6$ мкм істотно відрізняються для різного набору хімічних елементів та їх структури. Діапазон 4-5 мкм вважається найкращим для ідентифікації і розрізнення сульфатів і виявлення інших основних складових мінералів.

Всі ці методи базуються на суто емпіричних взаємозв'язках між градієнтом зміни відбивної здатності деталі з довжиною хвилі в тому чи іншому інтервалі довжини хвиль і знайдених в лабораторних умовах, з аналізу доставленого на Землю місячного ґрунту, вмісту того чи іншого мінералу. Оскільки цей градієнт формується не одним мінералом, а всією їх сукупністю в даному зразку, то екстраполяція даних для обмеженої кількості ділянок місячної поверхні на весь диск навряд чи дозволить однозначно визначити мінералогічний склад, а буде свідчити лише про мінералогічну неоднорідність диска. Тому ще й зараз шукають достовірніші методи визначення мінералогічного складу місячного ґрунту.

Першочергово звернули увагу, що дані про інтенсивність смуг інфрачервоній ділянці спектра, поглинання в які в принципі є найінформативнішими в проблемі мінералогії, ускладнюються ефектом багаторазового розсіяння, вплив якого зменшує глибину цих смуг. Тому О. Мороженко запропонував використовувати одночасні спектрофотометричні і спектрополяриметричні спостереження, за якими можна розрахувати спектральні залежності другого параметра Стокса, якого ефект v багаторазового розсіювання суттєво зменшується.

Принципово нову можливість (на що звернули увагу автори посібника) дає аналіз даних про значення кута Брюстера для різних деталей в далекому ультрафіолеті, коли за виразом (1.27) можна визначати дійсну частину показника заломлення. УФ ділянка спектру вибирається для того, щоб мінімізувати ефект багаторазового розсіяння, під дією якого значення цього кута як зміщується в ту чи іншу сторону, так і «розмазується» у деякому діапазоні $\Delta \alpha$ фазовогу кута. Крім того, в цій ділянці спектра однозначніше визначається кут Брюстера (див. на рис. 6.9). Тут невизначеність вносить мікроструктура поверхневого шару, яка безумовно є набором не сфер, а частинок різної форми з довільною орієнтацією.

6.1.3. Теплові властивості поверхні Місяця

Історично дослідження теплових властивостей тіл Сонячної системи розпочалися саме з Місяця ще в першій половині 20-го ст. спочатку в тепловій ділянці спектру, а пізніше — і в радіодіапазоні. Започаткували такі спостереження Е. Петіт і С. Нікольсон (теплова ділянка) та Дж. Піддінктон і Х. Міннет (радіодіапазон при $\lambda = 1,25$ см). Метод аналізу цих даних запропонували А. Веселінк і Дж. Драгер. Численні дослідження теплових властивостей показали таке.

1. Інтенсивність теплового випромінювання та відповідна їй температура по різному змінюється по диску при повному Місяці (рис. 6.10, ліворуч) і в період місячного затемнення (рис. 6.10, праворуч).



Рис. 6.10. Зліва – розподіл інтенсивності теплового випромінювання (точки, шкала зліва у кал·см⁻²·(за хвилину)) та відповідної йому термодинамічної температури (шкала праворуч) по диску повного Місяця. Лінія відповідає закону $\mu_0^{3/2}$ зміни інтенсивності теплового випромінювання. Справа – зміна температури під час затемнення Місяця 14 червня 1927 р. (кружки); 1 – розрахований хід температури згідно виразу (2.15) при коефіцієнті теплової інерції К = 1000; лінії 2 і 3 – розподіл інтенсивності теплового випромінювання і сонячного освітлення

2. В діапазоні $\Delta\lambda$ 1,2-16 мм спостерігається зменшення амплітуди зміни температури під час затемнення зі збільшенням λ настільки, що при $\lambda = 16$ мм її майже не було помітно. Крім того, у різних деталей дещо по різному змінюється температура протягом затемнення.

3. Теплове сканування диска з роздільною здатністю 11" по поверхні при $\lambda = 10-12$ мкм у момент повного затемнення 19 грудня 1964 р. виявило близько 1000 ділянок з підвищеним значенням температури (гарячі плями), більшість з яких співпадали з молодими кратерами і центром променевих структур. Зокрема, у кратері Тихо температура була на 48 К вищою, ніж у його довкіллі і сягала 226 К, що у подальшому було підтверджено скануванням з різних КА.

Так, на побудованих за даними КА «Аполлон-17» картах теплового випромінювання приблизно для 30 % місячної поверхні (з роздільною здатністю по температурі 1 К, похибкою ± 2 К і просторовою роздільною здатністю ≈ 2 км) було перекрито діапазон температури від 80 до 400 К. Крім того, були зареєстровані ще й «холодні плями», в яких нічна температура менша, ніж в їх околиці, та які відносяться, в основному, до порівняно молодих утворень не ударного походження.

4. Існує залежність температури від фазового кута, характер якої суттєво залежить від λ , положення деталі на диску, її оптичних і фізичних характеристик.

5. З аналізу спостережних даних було визначено значення теплової інерції К, густини γ і глибини проникнення теплової хвилі х (в см) при середньому значені K = 1250 (табл. 6.4).

γ (г/см ⁻⁾) і глибини проникнення теплової хвилі х (см)						
Параметр	Гарячі аномалії	Моря	Материки	Холодні аномалії		
1/K	6·10 ⁻⁴	12.10^{-4}	46.10-4	$72 \cdot 10^{-4}$		
γ	2.75	1.25	1.05	0.70		
Х	0.05	0.16	0.65	1.26		

Таблиця 6.4. Значення теплової інерції К (кал^{-1/2} см² хв^{1/2} град), густини γ (г/см³) і глибини проникнення теплової хвилі х (см)

Як говорилось у розділі 1, визначену в радіодіапазоні яскравісну температуру розділяють на постійну і змінну складові. Перша – визначається кількістю поглинутої поверхневим шаром сонячної енергії і залежать від довжини хвилі, положення деталі на диску і від її оптичних і фізичних характеристик та від кута фази. Виявилось, що усереднена по диску постійна складова температури мало збільшується при збільшенні довжини хвилі. Змінна складова (або перепад температури між освітленою й неосвітленою ділянками поверхні) зменшується зі збільшенням λ (наприклад, під час лунації – до 120 К при $\lambda = 1$ мм і 5 К при $\lambda = 10$ см). Перепад температури протягом місячного затемнення зменшуються зі збільшенням λ , але оскільки його протяжність обчислюється годинами, то вони менші ніж протягом лунації, тривалість якої рівна синодичному місяцю. Теплове випромінювання при куті виходу із середовища відмінному від нуля градусів, особливо поблизу краю диска, лінійно поляризоване (наприклад, при $\lambda = 3,2$ см максимальне значення ступеня лінійної поляризації Р дещо менше 3%).

Радіолокаційні експерименти були започатковані в 1946 р. групою інженерів США, які на прикладі Місяця продемонстрували можливості цього методу. Активна стадія таких досліджень розпочалася наприкінці 1950-х років, коли основні зусилля були спрямовані на уточнення відстані до Місяця при його русі по орбіті та на вивчення рельєфу і природи окремих деталей на поверхні. З другої половини 1960-х років до наземних експериментів долучились спостереження з орбітальних модулів КА, в тому числі й за допомогою методу бістатичної радіолокації.

За даними радіофізичних і радіолокаційних спостережень визначалась діелектрична проникність, середньостатистичний нахил рельєфу і густина грунту та виконувалось моделювання зміни густини приповерхневого шару з глибиною. Було отримано, що модель верхнього шару Місяця може бути подана тришаровою: перший шар товщиною 2-5 см з низькою густиною (0,6-1,8 г·см⁻³); другий має середню товщину близько 5 м і густину в межах 2,6-3,0 г·см⁻³, хоча його локальна товщина може знаходитися в межах від 0,4 до 40 м; третій шар представляє собою щільну скельну породу з густиною близько 2,8 г.см⁻³ в материкових районах і 3,2 г.см⁻³ – в морських. Згідно радіофізичних спостережень і експериментів з вивчення електричних властивостей ґрунту і сейсміки, цей шар розташований глибше 6-7 метрів і простягається до глибини проникнення радіохвиль (до ≈1 км). Таким чином, добові коливання температури і під час затемнення (від +120°С вдень до -120°С вночі) внаслідок надзвичайно слабкої теплопровідності проникають у середину лише на кілька дециметрів, а тому вже на глибині біля 1 м температура майже завжди постійна.

Доцільно згадати експеримент з вивчення електричних характеристик грунту Місяця за даними про розповсюдження радіохвиль у його поверхневому шарі, який здійснювався у місці посадки модуля з КА «Аполлон-17». На модулі були розміщені передавачі на частоті 1, 2, 4, 8, 16 і 32 МГц, які почергово випромінювали двома антенами із горизонтальних штирів, покладених на місячну поверхню перпендикулярно одна до іншої. Приймання сигналу велось трьома рамковими антенами із взаємно перпендикулярними розміщеними місячному електромобілі. площинами. на 3a ланими спостережень було зроблено висновок, що верхній покров можна розглядати двошаровим з такими значеннями параметрів: $\varepsilon' = 3.8 \pm 0.2$, tg $\Delta = 0.008 \pm 0.004$ для верхнього шару та $\varepsilon' = 7,5 \pm 0,5$, tg $\Delta = 0,035 \pm 0,025$ – для нижнього. За цими даними товщину верхнього шару оцінили в 7 ± 1 м.

В основному завдяки РЛ експериментам з орбітальних модулів на орбіті Місяця були побудовані карти висоти і відбивної здатності (точніше, ефективної площі розсіяння) різних деталей.

6.1.4. Змінні явища на Місяці

Протягом більше 400 років на Місяці помічали різні нестаціонарні явища у вигляді підсилення (чи зменшення) яскравості окремих деталей і зміни їх обрису, появу хмаринок тощо; зараз загальна їх кількість перевищує 700. Нижче зупинимося на деяких із них, які задокументовані професійними астрономами.

Особливу увагу пошуку активності на Місяці протягом майже 15 років приділяв М. Козирєв, який щонайменше тричі їх реєстрував. Так, восени 1955 р. на спектрограмі кратера Аристарх він виявив, що центральна частина контурів фраунгоферових ліній Н і К кальцію значно вужчіа, ніж у спектрі Сонця; це було приписано явищу люмінесценції.



Фото. Кратер Арістарх і долина Штерера – розлом місячної кори. Саме тут найчастіше видно в телескоп світіння газів, що виділяються з надр Місяця (http://nssdc. gsfc. nasa. gov/ photo_gallery)

Величина ефекту змінювалась в часі (найбільшою була 4 жовтня) та з фазою Місяця: до повного Місяця була більшою, ніж після, а найбільшою – при повному. Унікальне явище він виявив 3 листопада 1958 р. для кратера Альфонс: між 0^h і 1^h всесвітнього часу (UT) Козирєв помітив, що центральна гірка кратера стала тьмяною і червонуватою, на спектрограмі сильно ослабилась яскравість у синіх і фіолетових променях; між 3 та 3,5 годинами UT центральна гірка стала надзвичайно яскравою і на спектрограмі було зареєстровано високоінтенсивну емісію, що складалася з ряду смуг, найінтенсивніша з них перевищувала інтенсивність відбитого сонячного випромінювання майже в 2 рази і нагадувала смугу Свана молекули C₂ при $\lambda = 473,7$ нм у спектрі комет. Цей ефект Козирєв приписав вулканічній діяльності, яка могла відбуватися за наступним сценарієм: на початку було викинуто вулканічний попіл, який ослабив яскравість гірки, пізніше з'явилась газова хмарка діаметром біля 4", люмінесценція якої і сприяла появі емісійного спектра. Після 3^h 30^m кратер набув свого звичного вигляду.

Однак, ці результати отримали неоднозначне сприйняття не лише щодо припущення автора про вулканічну діяльність, але й про достовірність самого явища, тому у 1960-х роках їх виявленню приділяли увагу багато дослідників. Так, в 1961-1962 рр. спектрофотометрія контурів фраунгоферової лінії Н Са у спектрі деталей Місяця і Сонця в Манчестерському університеті для деяких деталей дозволила виявити аномальну форму контура лінії, яку також приписали люмінесценції. Її величина становила для Моря Ясності і кратера Коперника 2,0 ± 0,7%, в одному з променів кратера Тихо 10 ± 1%, в деталі поблизу кратера Платон 8 ± 1,5%; у кратері Аристарх явище взагалі було змінним з амплітудою близько 3%, тоді як для двох морів поблизу кратера Коперник– в межах похибок.

В 1963-1964 рр. спектрофотометричні спостереження в ділянках спектру, на які припадали лінії $H\alpha$ (656,28 нм), D натрію (589,00 та 589,59 нм) і нейтрального заліза (539,7 і 550,7 нм) також виявили відмінність глибини ліній у спектрі деяких деталей Місяця і Сонця, які найбільшими були в Аристарха і сягали $13 \pm 5\%$. На одній із спектрограм кратера Аристарх, отриманих увечері 1 квітня 1969 р., на його внутрішньому західному схилі було виявлено підвищену яскравість у червоних променях, яка являла собою набір широких емісійних смуг, що були ототожнені з червоною системою молекули СN. Були також помітні ще й вузькі емісійні утворення, які, можливо, відповідали кантам першої додатної групи молекул азоту N₂.

Що стосується прояву зміни в ступені поляризації, то нам вдалося відшукати лише дві роботи. Так, за спостереженнями у квітні 1959 р. і в листопаді 1963 р., за однакових умов освітлення, Т. Герелс виявив різні

- 358 -

значення Р. В моделі, що люмінесцентне неполяризоване, виявлені розбіжності вдповідали зміні інтенсивності в межах 10-20%. Яскравішими деталі були в 1959 р. На особливу увагу заслуговує поки що єдине виявлення аномального поводження положення площини ступеня лінійної поляризації, яке відмітили Ю. Ліпський і М. Поспергеліс 21 червня 1964 р., коли о 21^h 18^m UT у кратері Аристарх виявили, що при P = 1,5% положення її площини не співпадало на 12° з площиною поляризації сусідніх ділянок.

Здійснене Б. Мідлехарстом співставлення спостережень 103 яскравих спалахів, які спостерігались різними дослідниками з 1749 до 1964 рр. з числом сонячних плям не виявила відчутної кореляції, але було знайдено помітну залежність між частотою появи цих явищ і положенням Місяця на земній орбіті. Тому було висловлено думку, що ці явища можуть бути зумовлені припливним ефектом (наприклад розтріскуванням кори поблизу перигелію, чи найбільшим її розслабленням поблизу апогею), зумовлюючи вихід газу.

Як правило, зміна інтенсивності і контуру фраунгоферових ліній крім люмінесценції приписувались ще й комбінаційному розсіянню. Однак слід пам'ятати, що при порівнянні спостережних контурів у спектрі Місяця і центра Сонця у фраунгоферових лініях завжди буде з'являтися ефект так званої псевдоемісії, що зумовлено різними ефектами центр-край у неперервному спектрі і в центрі фраунгоферових ліній Сонця. Внаслідок цього у спектрі всього диска Сонця глибина фраунгоферових ліній (особливо потужних) буде завжди менша, ніж для його центра.

Досить багато уваги приділялось ще й механізму виникнення додаткового світіння, наприклад термолюмінесценції. Механізм її появи полягає в тому, що випромінювання високої енергії збуджує електрони у зоні провідності, внаслідок чого ці електрони можуть заповнювати особливі пастки (так звані метастабільні рівні). При нагріванні електрони поглинають енергію Е, яка характеризує глибину пастки і повертає їх у зону провідності; звідти вони переходять в оснований стан і саме це зумовлює інколи помітний світловий спалах, найкращим часом для спостережень яких є час після сходу Сонця над даною місцевістю. Матеріали з мілкими пастками (меншими від значеннями Е) можуть давати спалахи з різким піком інтенсивності вже через кілька годин після сходу Сонця і можуть тривати до 1 години. Матеріали з глибокими пастками дадуть спалахи трохи пізніше (інколи аж через дві земних доби після сходу Сонця), але їх інтенсивність буде значно меншою хоча й спостерігатимуться на тривалішому проміжку часу.

Розглядались також механізми збудження люмінесцентного світіння шляхом прямого збудження (ультрафіолетовими і корпускулярними променями) та опосередкованого (звільнення енергії збуджених електронів шляхом термічного нагрівання, або стимуляції ІЧ випромінюванням). Але в результаті було зроблено висновок про їх неспроможність пояснити спостережні нестаціонарні явища.

Досить детально досліджувалась і можливість виникнення ефекту люмінесценції різних мінералів у лабораторних умовах. Так, опромінювання силікатів потоком протонів (від 10^{12} до 10^{14} атомів см⁻²с⁻¹) з енергією 2-12 кЕв призвело до появи люмінесценції в діапазоні 300 < λ < 680 нм. У спектрі порід спостерігались різні для кожного мінералу люмінесцентні смуги і лінії водню, який утворювався внаслідок рекомбінації протонів із вторинними електронами в зоні товщиною ≈1 мм; кристалічні і мінеральні силікати світились v 2-10 разів сильніше від вивержених порід. При сталому потоці підвищення енергії від 2 до 12 кЕв вело до лінійного збільшення інтенсивності світіння, а підвищення потоку від 10^{12} до 10^{14} протонів см⁻²с⁻¹ люмінесценції не збільшувало. Шорсткі поверхні світилися вдвічі інтенсивніше, ніж гладкі, а гратки з пилинок розмірами менше 37 мкм – уп'ятеро. У роздроблених зразків кремнезему і базальту з розміром частинок 8-12 мкм, які опромінювались атомарним воднем з енергією 3-17 кЕв та з дозою 1,5·10¹⁷ та 5,5·10¹⁶ атомів см ²с⁻¹ також з'являлась люмінесценція у спектральному інтервалі 300-660 нм; було знайдено, що у кремнезему люмінесценція зміщується у синю ділянку спектра, а інтенсивність світіння збільшується зі збільшенням енергії потоку.

Говорячи про припливний вплив Землі, доцільно розглянути й зворотні ефекти. Відомо, що під гравітаційним впливом Місяця у напрямку до нього відбувається деформування твердої поверхні Землі приблизно на 50 см у вертикальному напрямку і близько 5 см – у горизонтальному. Ще відчутніше це проявляється у водному середовищі Землі, коли в берегових зонах океанів через кожні 12 годин 25 хвилин відбувається зміна припливної хвилі на відпливну.

Гравітаційний вплив залежить ще й від зміни кутової відстані між Місяцем і Сонцем на небосхилі ($\approx 12^{\circ}$ щодня), що, в свою чергу, відбивається на багатьох метеорологічних явищах. Проходження Місяця через магнітосферний шлейф Землі також змінює його параметри. Такі суттєві гравітаційні збурення у водному середовищі земної кулі природно позначаються й на поведінці живих організмів (у тому числі й на людині, яка на 80% складаються з води).

6.1.5. Вода на Місяці

З середини 1980-х років активізувались роботи з розробки проектів побудови бази на Місяці. Оскільки для довготривалого перебування екіпажу на місячній базі бажано мати щонайбільше ресурсів життєзабезпечення місцевого походження, в першу чергу води, то нижче коротко зупинимось на цій

проблемі. Через практичну відсутність атмосфери будь-яка речовина поверхні Місяці безпосередньо стикається з вакуумом. Для водяного льоду це означає, що він буде швидко перетворений безпосередньо у водяну пару і втече у космос, оскільки низька гравітація не зможе її утримувати протягом тривалого часу.

На існування своєрідних холодних пасток на Місяці, які ніколи не освітлюються прямими сонячними променями, звернув увагу К. Ватсон з колегами ще у 1960 р. Виходячи з наявної на той час інформації про фізичні властивості місячної поверхні, вони розглянули втрату поверхневим шаром летких з'єднань (в тому числі й води) під дією сонячної радіації, сонячного вітру і дії гравітації. Фактором, який обмежує їх втрату є швидкість випаровування у твердій фазі, коли вони знаходяться у найхолоднішому місці місячної поверхні (кратери і заглиблення в приполярних районах, дно яких постійно знаходиться в тіні). За час еволюції втрата води в таких пастках становить всього кілька грам з 1 см² площі поверхні. Було оцінено, що 4 потенційні джерела води на Місяці (відновлення заліза в реголіті сонячним вітром, метеоритні тіла в склад яких входить вода, падіння комет і найменш імовірне – дегазація надр) можуть продукувати кількість води в 10¹⁰-10¹¹ тон. Тому не дивно, що саме полярним районам приділяється найприскіпливіша увага, початок чому поклали РЛ спостереження при λ = 12,6 см в обсерваторії Аресібо в Пуерто Ріко. Вісь обертання Місяця відхилена тільки на 1,6° від нормалі до екліптики, тому можуть існувати постійно затінені області всередині багатьох кратерів у межах до 10° від місячних полюсів, де достатньо холодно (< 100 К) для того, щоб запобігти істотній сублімації водного льоду протягом кількох мільярдів років. Такі місця були виявлені КА «Клементина» у глибоких кратерах біля південного полюса Місяця. Серед них особливо перспективним є гігантський кратер Айткен (Aitken, діаметром 2500 км і 12 км глибиною в його найнижчій точці за 200 км від південного полюса), на дні якого існує багато дрібних кратерів в яких температура ніколи не підвищувалася більше від 100 К. Значно меншу площу має затінена область біля північного полюса.

За РЛ спостереженнями у травні і серпні 1992 р. з просторовою роздільною здатністю 125 м були побудовані карти поперечника зворотного розсіяння σ° (dB) радіосигналу з двома орієнтаціями колової поляризації. Одна відображала радіосигнал, орієнтація поляризації якого співпадала з орієнтацією випромінюваного сигналу (SC), друга – з протилежною (OC); також визначалась міра деполяризації μ_{c} (вираз 3.131а). Їх аналіз привів до висновку, що спостережне різноманіття ймовірніше за все пояснюється різноманіттям шершавості, а не відкладеннями льоду.
До протилежного висновку привів аналіз даних подібних експериментів в 1994 р. з борту КА «Клементина» з просторовою роздільною здатністю біля 100 м, який показав, що деякі частини довкола південного полюса бувають освітленими протягом менше 10% від теоретично можливого часу для випаровування льоду. Бістатична радіолокація на трасі багатьох обльотів виявила, що для однієї з трас величина µ_с була статистично більшою (0.449 ± 0.019) , ніж для інших (в межах 0.318-0.354). Саме це дало підставу висловити припущення про можливість наявності водяного льоду в цьому районі. З урахуванням суперечливості результатів НАСА розробило спеціальну програму дослідження складу місячної поверхні. Для її реалізації 7 січня 1998 р. був виведений на низькополярну орбіту КА «Лунар Проспектор». За даними експерименту з нейтронним спектрометром з 16 січня до 27 червня 1998 р. були побудовані карти теплових, надтеплових і швидких нейтронів, аналіз яких для полярних районів привів до висновку про можливу наявність відкладень водного льоду у так званих «холодних пастках» з товщиною до 40 см і загальною площею 1850 км². Вважається, що в холодних пастках, наприклад, після падіння комети на Місяць, може утворитися значний шар льоду, який тривалий час захищатиме силікатні породи поверхневого шару від мікрометеоритного бомбардування. Добові температури коливання поверхневого шару реголіту в холодних пастках дуже незначні. Звичайно припущення про однакову концентрацію льоду на різній глибині може бути помилковим, оскільки леткі сполука на глибині до кількох сантиметрів досить ефективно руйнуються протонами сонячного вітру і енергійними частинками галактичного фону. Якщо ж у холодних пастках утвориться теплоізоляційний шар (як і в екваторіальних районах), то температура на глибині 1-2 м буде на 50-60 К вищою, ніж на поверхні, а тому включення до складу полярних відкладень льоду із SO₂ і CO₂ навряд чи буде можливим. Результати розрахунків середньої температури грунту в холодних пастках можна перевірити спостереженнями теплового випромінювання ґрунту холодних пасток в області довжини хвиль 0,1 мм - 10 см. Якщо буде виявлено, що середня яскравісна температура полярних районів практично не збільшується з довжиною хвилі, то це може розглядатись як побічний доказ наявності водяного льоду у підповерхневому шарі грунту. Постійне бомбардування Місяця мікрометеоритами є причиною того, що вся його поверхня покрита 9-12 метровим шаром дрібної роздробленої речовини (реголітом), яка за багато років утворила злежалу пористу масу. Саме цей тонкий шар місячної поверхні і є добрим термоізоляційним матеріалом.

За даними нейтронного спектрометра КА «Місячний Розвідник» підготовлена досить детальна карта розповсюдження водню навколо місячних полюсів (рис. 6.11), згідно якій він існує лише в холодних приполярних пастках. Було встановлено, що в деяких кратерах концентрація водню достатньо висока і відповідає 1% в перерахунку на водяний лід, але недостатня для того, щоб завадити утворенню водню в результаті бомбардування реголітових зерен протонами сонячного вітру.

В той же час, у газопиловій хмарі, яка виникла при зіткненні модуля КА «Місячний Розвідник» з поверхневим шаром кратера біля південного полюса не було зареєстровано слідів води. Це могло бути зумовлено наступним: 1) КА можливо взагалі не потрапив у передбачене місце, або ж попав у місце, в якому відсутні сліди води; 2) молекули води, можливо, були хімічно зв'язані в камені як гідратований мінерал, на противагу вільно-існуючим крижаним кристалам, енергія зіткнення була недостатньою для того, щоб відокремити воду від гідратованих мінералів; 3) вода й інші матеріали, можливо, не піднялися вище стінок кратера, або ж були спрямовані в інший бік від наземних спостерігачів.



Рис. 6.11. Картування водню у приполярних областях Місяця. Ліворуч південна, праворуч північна полярна область; темніші ділянки на карті відповідають більшій кількості водню

6.2. Меркурій

Меркурій – найближча до Сонця планета, яка має наступні небесномеханічні характеристики: велика піввісь 0,466 а. о., ексцентриситет 0,20563, сидеричний і синодичний період (земних діб) 87,96934 і 115,9, період обертання навколо осі 58,6462 земних діб, кут нахилу площини: орбіти та екліптики 7,004°, екватора та орбіти $\approx 0,01°$, екваторіальний радіус 2439 км, стиснення ≈ 0 , маса 0,0592 мас Землі, густина 5,427 г/см³, сила тяжіння на екваторі 370,1 см/с², зоряна величина V = -2,2^m. Вказаний період обертання навколо осі перебуває в резонансі з періодом обертання планети навколо Сонця і точно відповідає 2/3 останнього, тому за один меркуріанський рік він встигає повернутися навколо своєї осі на півтора оберти; якщо в момент проходження Меркурієм перигелію певна точка його поверхні обернена точно до Сонця, то при наступному проходженні перигелію – до Сонця буде повернена в точності протилежна точка його поверхні, ще через один меркуріанський рік Сонце знову повернеться в зеніт над першою точкою. В результаті такого руху на планеті виділяються так звані **гарячі** довготи – два протилежних меридіани, які почергово повернені до Сонця під час проходження Меркурієм точки перигелію і на яких через це буває особливо гаряче, навіть за меркуріанськими мірками. Найгарячішою є так звана область Калоріс (Спеки). Загалом температура поверхні Меркурія міняється від 90 до 770 К при середньому значенні 440 К.

Комбінація рухів планети породжує ще одне унікальне явище. Оскільки швидкість обертання планети навколо осі практично стала, а швидкість орбітального руху через значний ексцентриситет постійно змінюється, то на ділянці орбіти поблизу перигелію протягом приблизно 8 діб швидкість орбітального руху перевищує швидкість обертального руху. В результаті цього Сонце на небі Меркурія спочатку зупиняється, потім починає рухатися у зворотному напрямку – із заходу на схід. Цей ефект іноді називають ефектом Ісуса Навіна за іменем біблійного героя, який вмів зупиняти рух Сонця. Тому для спостерігача на довготах, що відстоять на 90° від гарячих довгот Сонце сходить (або заходить) двічі.

Оскільки орбіта Меркурія знаходиться в середині земної, то для наземного спостерігача фазовий кут, подібно до Місяця, змінюється майже від 0 до 180°. Проте на практиці через близьку відстань від Сонця планету можна спостерігати лише дуже обмежений час вранці та увечері низько над горизонтом, тому наземні спостережні дані обмежуються відносно вузьким інтервалом фазових кутів навколо 90°.

При прольотах КА «Маринер-10» мимо Меркурія 29 березня і 21 вересня 1974 р. було зареєстровано магнітне поле напруженістю 98 і 400 нТ. За результатами сферичного гармонічного аналізу було визначено магнітний момент диполя $5 \cdot 10^{22}$ Гс·см³, нахил його осі до осі обертання 12° і напрямок, який співпадає з земним диполем. Таким чином, напруженість магнітного поля становить ≈ 1% від існуючого біля поверхні Землі.



Фото. У першій чверті знімка (справа вгорі) знаходиться величезний басейн Калоріс, що досягає в діаметрі 1300 км, має сильну подібність із коловими морями на Місяці. Його плоске дно облямоване розломами й звивистими гребенями гір (http://photojournal. jpl. nasa.gov/)

Пошук слідів атмосфери на Меркурії проводили різними методами (спектроскопія, проходження Меркурія по диску Сонця, поляриметрія), але отримували суперечливі результати щодо її потужності і складу. Так, при прольоті мимо планети КА «Маринер-10» у січні 1974 р. дані УФ спектрофотометрії вказали на дуже розріджену атмосферу з тиском менше $2 \cdot 10^{-12}$ бар, можливими складовими якої можуть бути хімічні елементи, кількість молекул яких на промені зору наведено в табл. 6.5.

$He - 7 \cdot 10^{11}$	$C - 5 \cdot 10^{10}$		
$H - 5 \cdot 10^{12}$	$Ar - 5 \cdot 10^{13}$		
$O - 1 \cdot 10^{11}$	$Ne - 3 \cdot 10^{13}$		
$Xe - 1 \cdot 10^{12}$			

Таблиця 6.5. Складові атмосфери за даними УФ спектрофотометрії

По суті, це так звана екзосфера, тобто, настільки розріджене середовище, складові якого швидше зіштовхнуться з поверхневим шаром, ніж між собою. Вважається, що її утворюють атоми, які захоплені з сонячного вітру, або вибиті з поверхневого шару сонячним вітром і мікрометеоритами, час життя яких складає близько 200 діб. Водень і гелій поповнюються, принаймні частково, потоком гарячого іонізованого газу, який випускається Сонцем – так званого сонячного вітру. Частина водню й кисню може також поповнюватися падаючими на Меркурій крижаними ядрами комет і метеоритами. Натрій, калій і частина кисню, найімовірніше, поповнюється в процесі їх вибивання з поверхні планети. Загалом, приймається наступний склад атмосфери: калій (31,7 %), натрій (24,9 %), атомарний кисень (9,5 %), аргон (7 %), гелій (5,9 %), молекулярний кисень (5,6 %), азот (5,2 %), діоксин вуглецю (3,6 %), вода (3,4 %), водень (3,2 %).

Дані радіопокриття КА «Маринер-10» Меркурієм показали, що електронна густина в атмосфері менша 10^3 молекул/см³, максимальне значення густини газу на денній стороні не перевищує 10^6 молекул/см³. Не виключено, що потужність атмосфери змінюється в часі та може епізодично утворюватися і зникати, можливими причинами чого можуть бути випаровування матеріалів поверхневого шару на освітленому боці планети, фотоелектронна емісія з поверхневого шару, захоплення магнітним полем протонів сонячного вітру.

Спостереження з УФ спектрометром під час маневрів КА «Мессенджер» в січні й жовтні 2008 р. виявили в екзосфері водень, натрій і кальцій та встановили асиметрію їх кількості: щільність натрію й водню в північній і в південній півкулях істотно різняться. Це зумовлено тим, що завдяки високій температурі та слабкій силі тяжіння планети з одного боку, та великому тиску світла й сонячного вітру з другого, екзосфера витягується у хвіст, який спрямований в протилежний від Сонця бік, а тому присутність цих частинок прослідковується щонайменше до 40 000 км.

Оптичні властивості Меркурія. Ще й зараз найповнішим рядом з визначення залежності зоряної величини Меркурія від кута фази є спостереження А. Данжона в інтервалі фазових кутів від 3° до 123°, які добре апроксимуються виразом

- 366 -

$$\Delta m(\alpha) = 3,80(\alpha/100^{\circ}) - 2,73(\alpha/100^{\circ})^{2} + 2,00(\alpha/100^{\circ})^{3}.$$
 (6.8)

Що стосується ширшого діапазону довжин хвиль, то найповнішими є спостереження Ірвіна з колегами на Бойденській обсерваторії в Південній Африці в інтервалі α від 58° до 115° на довжині хвиль від 314,7 до 1063,5 нм. Виявилось, що спектральне значення геометричного альбедо, альбедо одноразового розсіяння, розподіл яскравості по диску при великих значеннях фазового кута α для Меркурія і Місяця практично ідентичні. А відносна (по відношенню до відбивної здатності при довжині хвилі 560 нм) спектральна відбивна здатність інтегрального диска Меркурія найкраще нагадує місячні моря (рис. 6.12).



Рис. 6.12. Спектральна відбивна здатність диска Меркурія (точки) і різних деталей на поверхні Місяця (лінії): А – гірські ділянки, В – моря, С – яскраві гірські кратери, D – морські яскраві кратери

Через малий кутовий розмір (діаметр для наземного спостерігача міняється від 5 до 13 кутових секунд) і можливість спостерігати низько над горизонтом навіть в місці з високою якістю зображення, на диску Меркурія реєструвались лише найбільші за розміром альбедні деталі. Вважаємо за доцільне згадати запропоновану Л. Ксанфомаліті методику виявлення деталей поверхні Меркурія за даними спостережень з ПЗЗ камерою з експозицією в соті долі секунди, яку він успішно реалізував на 2 м телесопі на п. Терскол. Тим не менше, вже в кінці 19-го ст. Дж. Скіапарелі склав першу карту розташування деталей на диску, яка на початку 20-го ст. була уточнена П. Лоуеллом та Е. Антоніаді.

Щодо назв деталей, Скіапарелі запропонував називати їх іменами з грецької і римської міфології і записувати латиною, це покладено в основу затвердженою 16 асамблеєю МАС в 1976 р. запропонованої номенклатури назв (табл. 6.6).

Світлі деталі					
Лат. транскрипція	Укр. транскрипція	ψ°	L°W		
Apollonia	Аполлонія	+50	330		
Aurora	Аврора	+45	30		
Australia	Австралія	-90	0		
Borea	Борея	+90	0		
Caduceata	Кадуцеата	+65	90		
Cyllene	Киллена	-55	315		
Gallia	Галлія	+40	120		
Heliocaminus	Геліокамін	+35	170		
Hesperis	Гесперіда	-45	355		
Liguria	Лігурія	+40	195		
Pentas	Пентада	+15	315		
Phaethontias	Фаетонтія	0	130		
Pieria	Піерія	-20	330		
Pleias	Плеяда	+15	140		
Tricrena	Трикрена	-5	40		
Темні Деталі					
Solitudo Admetei	Пустиня Адмета	+50	90		
Solitudo Alarum	Пустиня Аларум	-15	290		
Solitudo Aphrodies	Пустиня Афродіти	+25	275		
Solitudo Argyphontae	Пустиня Аргіфонта	-15	350		
Solitudo Atlantis	Пустиня Атланта	-30	210		
Solitudo Criophori	Пустиня Кріофора	-20	240		

Таблиця 6.6. Номенклатура альбедних деталей Меркурія

Solitudo Helii	Пустиня Геліоса	-3	180
Solitudo Hermae	Пустиня Гермеса	-50	50
Trismegisti	Трисмегіста		
Solitudo Horarum	Пустиня Ор	+25	110
Solitudo Jovis	Пустиня Юпітера	-20	125
Solitudo Lyaconis	Пустиня Лікаона	0	90
Solitudo Maiae	Пустиня Майї	-15	155
Solitudo Martis	Пустиня Марса	-30	90
Solitudo Neptuni	Пустиня Нептуна	+30	150
Solitudo Persephones	Пустиня Персефони	-60	240
Solitudo Phoenicis	Пустиня Фенікса	+25	230
Solitudo Promethei	Пустиня Прометея	-55	136

Після отримання з КА «Маринер-10» зображень, які вказали на подібність структури його поверхні з поверхнею Місяця (рис. 6.13, 6.14) у складі МАС створили робочу група з надання назви кратерам. Було узгоджено, що великим кратерам (розмір яких, як правило, більше 100 км) будуть присвоюватись імена діячів у гуманітарній і мистецькій галузях, внесок яких є значимим; на честь дослідників Меркурія може бути названо не більше шести деталей; уступам присвоюватимуть імена дослідницьких суден, долинам – радіообсерваторій, а рівнинним районам – назву планети на різних мовах та імена богів, які в різних міфологіях відігравали роль, аналогічну ролі Меркурія у римлян.



Рис. 6.13. Фотомозаїки Меркурія: ліворуч – з відстані близько 5 380 000 км, праворуч – з відстані близько 200 000 км



Рис. 6.14. Фрагмент поверхні Меркурія, отриманий в 1974 р. КА «Маринер-10»; з кратера Дега діаметром 45 км виходять світлі промені

Подібно до Місяця, деталі поверхні Меркурія також є висококонтрастними (табл. 6.7).

Таблиця 6.7. Відбивна здатність різного виду рельєфу поверхні при $\alpha = 5^{\circ}$

Деталі	р(486 нм)	р(554 нм)
Яскраві кратери	0,21-0,38	0,25-0,46
Гладкі рівнини	0,07-0,18	0,09-0,22
Міжкратерні рівнини	0,10-0,17	0,12-0,21
Пагорби на рівнинах	0,09-0,15	0,11-0,18
Яскраві промені	0,16-0,26	0,20-0,32
Плоске дно кратерів	0,10-0,18	0,12-0,22
Вторинні кратерні поля	0,10-0,14	0,12-0,17



Фото. На поверхні Меркурія видно тріщини від полюса до полюса. Фото отримано 6 жовтня 2008 р. з висоти 27000 км через 90 хвилин після найближчого прольоту біля планети (http://photojournal. jpl. nasa.gov/)

(6.9a)

У результаті обробки зображень створені каталоги кратерів з діаметром більше 20 км, які відносяться до широтного поясу від -60 до +60° (2927 кратерів) і по 262 кратери для південного й північного приполярних районів. За даними для 960 кратерів на 13% поверхні встановлено таку залежність між кількістю кратерів n та їх діаметром D:

та

lan – 16 38 - 3laD	D > 63 km	(6.96)
1211 = 10,30 = 312D	D > 0.5 KM.	(0.70)

25 < D < 63 км

Перший розподіл близький до насиченого розподілу кратерів на місячних материках, другий – до ненасиченого на морях. Крім того, з аналізу даних для 178 кратерів були отримані співвідношення між їхньою глибиною h i діаметром D

h = 0,176D^{0.98} при D ≤ 9,8 км (6.10a) h = 0,910D^{0.26} при D ≥ 9,8 км, (6.10б)

та

які дуже близькі до відповідної залежності для кратерів місячної поверхні. Щодо природи кратерних утворень то для Меркурія також конкурують вулканічний і ударний механізми.

6.3. Супутники планет

lgn = 11.58 - 2lgD,

Якщо не приймати до уваги розглянутий вище супутник Землі Місяць, то станом на 15 лютого 2012 р. було виявлено 168 супутників навколо планетгігантів (Юпітер – 66, Сатурн – 62, Уран – 27, Нептун – 13) і 2 біля Марса. Як виявилося, навіть біля однієї й тієї ж планети форма супутників знаходиться в межах від практично сферичної до дуже неправильної, яку часто лише з великою натяжкою можна описувати тривісним еліпсоїдам.

На порядки різниться їх розмір, у рази – густина і в ≈ 20 разів відбивна здатність. Це різноманіття демонструє табл. 6.8, в якій приведені характеристики найкраще досліджених супутників та ще по одному з найменших для кожної з планет.

Нововідкритим супутникам спочатку надають тимчасові позначення, а порядковий номер і назву – лише після уточнення елементів їх орбіти. Всі супутники Юпітера названі іменами з греко-римської міфології і пов'язані з Юпітером-Зевсом.

Супутник	Рік	Автор	Країна	R, км	М, 10 ²⁰ кг	γ, г см ⁻³	Ag
			Земля	6378,140 6356,777	59742	5,512	
Місяць				1738	734,9	4,45	0,12
			Марс	3394,67 3395,23 3377,22	6419,03	3,95	
Фобос (MI)	1877	Холл	США	13,5±1 10,7±0,7 9,6±0,7	0,0099± 0,0011	1,65±0,45	0,006
Деймос (III)	1877	Холл	США	7,5±2 6,0±0,5 5,5±1	0,002± 0,0007	1,88±0,58	0,006
			Юпітер	71492±4 66854±4	18987800	1,34	
Io (J1)	1610	Галілей Марій ?	Італія Німеччи на	1815	894	3,57	0,6
Європа (J2)	1610	Галілей Марій ?	Італія Німеччи на	1569	480	2,97	0,6
Ганімед (J3)	1610	Галілей Марій ?	Італія Німеч- чина	2631	1482	1,94	0,4
Каллісто(Ј4)	1690	Галілей Марій ?	Італія Німеч- чина	2400	1077	1,86	0,2
Амальтея (J5)	1892	Бернард	США	135±10 82±8 75±5	?	?	0,06
Леда (J13)	1974	Ковал	США	≈8	?	?	?
			Сатурн	60268±4 54364±4	5684212	0,701	
Титан (S6)	1655	Гюйгенс	Нідер- ланди	2575	1346	1,88	0,2
Япет (S8)	1671	Кассіні	Франція	718±8	18,8±1,2	1,16±0,09	0,5- 0,04
Рея (S5)	1672	Кассіні	Франція	64±4	24,9±1,5	2,27±0,49	0,65
Тефія (S3)	1684	Кассіні	Франція	524±5	7,6±0,9	1,26±0,18	0,80
Діона (S4)	1684	Кассіні	Франція	559±5	10.5 ± 0.3	$1,44\pm0.08$	0,55

Таблиця 6.8. Супутники планет

Супутник	Рік	Автор	Країна	R, км	М, 10 ²⁰ кг	γ, г см ⁻³	A_{g}
Мімас (S1)	1789	Гершель	Вел.	197±3	0,38±0,01	1,18±0,07	0,77
		-	Британія				
Енцелад	1789	Гершель	Вел,	251±5	0,7±0,3	1,42±0,19	1,04
(S2)		-	Британія				
Гіперон	1848	У. і Дж. Бонд,	США	175±15	0,52	0,54	0,25
(SVII)		Лассел		120±10			
				100±10			
Каліпсо	1980	Паско,	США	15±3	?	?	0,9
(SXIV)		Зельдельман		13±5			
		Баум, Кюрі		8±3			
			Уран	24500	868649	1,58	
				23030			
Титанія	1787	Гершель	Вел,	800±5	34,4	1,61±0,02	0,23
(UIII)			Британія				
Обертон	1787	Гершель	Вел,	775±10	28,7	$1,47\pm0,05$	0,20
(UIV)			Британя				
Apieль (UI)	1851	Лассел	Вел,	580±5	14,4	$1,76\pm0,04$	0,38
			Британія				
Умбріель	1851	Лассел	Вел,	595±10	11,8	$1,34\pm0,07$	0,16
(UII)			Британія				
Міранда	1948	Койпер	США	242±5	0,71	$1,20\pm0,07$	0,22
(UV)							
1986(UVII)	1986	Вояджер-2	США	≈25	?	?	≈0,05
			Нептун	24766±15	961846	1,55	
				24342±30			
Тритон (NI)	1846	Лассел	Вел,	1355±7	214	$2,05\pm0,03$	0,78
			Британія				
Нереїда	1949	Койпер	США	170±25		?	0,14
(NII)							
(1989 N2)	1989	Вояджер-2	США	200±10		?	0,06
(1989N6)	1989	Вояджер-2	США	27±8		?	?

Відповідно до прийнятих МАС правил, супутники з прямим рухом одержують найменування (головним чином латинські), що закінчуються на літеру -*a* або -*o*; назви супутників зі зворотним рухом (в основному грецькі) мають закінчення на літеру –*e*; проте в українській мові зустрічаються двоякі написання грецьких імен, наприклад Тайгета й Тайгете, Іокаста й Іокасте тощо.

Супутники Марса назвали Фобос і Деймос, що в перекладі з грецької означає, відповідно, Страх і Жах. Щодо їх походження існують різні гіпотези: вимерлі комети, захоплені на ранній стадії астероїди та гіпотеза, згідно якої під час, або ж відразу після сформування планет, навколо Марса утворився один крупний супутник, який пізніше розірвався під дією гравітаційних сил: основна маса осколків впала на поверхню планети, а невеликі частини залишилися на орбіті й стали Фобосом і Деймосом.

Стосовно супутників планет-гігантів, то зважаючи на їх велику кількість і різноманіття форми і властивостей, введена класифікація. Так, Д. Крукшенк з колегами щонайменше 13 супутників за спектральною відбивною здатністю розділили на 5 класів: А (Іо, поверхневий шар якого утворюють різні солі); В (Каллісто і ведучий бік Япета, поверхні яких є кам'янистими, до них з повним правом можна віднести і Фобос та Деймос); С (Гіперон, Титанія, Оберон та Тритон, поверхневі шари яких переважно складаються з водяного льоду чи інею з добавками нейтральних мінералів); D (Ганімед, Енцеланд, Тефія, Діона, Рея, ведений бік Япета); Е (Європа, поверхневий шар якого є практично чистий водяний лід чи іній).

За розташуванням у планетних системах супутники умовно розбивають на три основні групи: головні, внутрішні й зовнішні.

Внутрішні – це малі тіла неправильної форми з розміром у кілька кілометрів, які могли утворитися в результаті зіткнення, або ж при бомбардуванні астероїдами крупніших супутників. Вони розташовані у внутрішній області планетних систем і віддалені від центру планети на відстань до 20 000 км. До них відносяться 4 супутника Юпітера (Метіда, Адрастея, Амальтея й Теба), 9 – Сатурна (Пан, Атлас, Прометей, Пандора, Епіметей, Янус, Телесто, Каліпсо і Єлена), 13 – Урана (Корделія, Офелія, Біанка, Крессіда, Дездемона, Джульста, Портія, Розалінда, Белінда, Пак, S/2003 U1 і U2, S/1986 U10) і 6 – Нептуна (Наяда, Таласа, Деспіна, Галатея, Ларісса і Протей).

Головні супутники розташовуються на відстані від 20 000 до 2 млн. км від центру планет, їх розмір знаходиться в межах від 500 до понад 5000 км. Допускається, що вони утворилися одночасно з планетами з протопланетної хмари і мають регулярні, майже колові орбіти, розташовані в площині екватора планети. В системі Юпітера – це 4 галілеєвих супутники (Іо, Європа, Ганімед і Каллісто), у Сатурна – 8 (Мімас, Енцелад, Тефія, Діона, Рея, Титан, Гіперіон і Япет), в Урана – 5 (Міранда, Аріель, Умбріель, Титанія й Оберон) та 1 (Тритон) у Нептуна; майже всім цим супутникам притаманне пряме обертання. Виняток становить Тритон, який, подібно до Венери, обертається у зворотному напрямку.

Зовнішні супутники знаходяться на відстані від 2 до 50 млн. км і мають діаметр у кілька кілометрів і, можливо, є прибульцями з міжпланетного простору. Для них характерна неправильна форма, нерегулярна, по різному нахилена до площини екватора, витягнута орбіта, багато з них обертаються у зворотному напрямку. На інтервалі часу існування Сонячної системи (4,5 млрд. років) вони не піддавалися істотній зміні і тому зберегли інформацію про ранню стадію свого формування. Саме тому їх вивчення може наблизити нас до розуміння основного сценарію походження Сонячної системи.

Межа існування супутників визначається областю гравітаційного тяжіння планети – так званою **сферою Хілла**. Її радіус для Юпітера становить ~ 740 радіусів Юпітера (майже 50 млн. км), для Нептуна – 86,8 млн. км. З 1995 р. в системі Юпітера кількість далеких нерегулярних супутників зросла до 53, а великі півосі найвіддаленіших з них доходять до 0,8 радіуса сфери Хілла. Більшість супутників обертаються синхронно з орбітальним рухом, тобто, період обертання супутника навколо осі рівний періоду обертання навколо планети, тому він, подібно Місяцю, завжди повернений до планети одним і тим же боком. Вісь обертання супутника майже завжди перпендикулярна площині його орбіти, винятком є Гіперіон, обертання якого дуже хаотичне.

Поки мало що відомо про обертання *далеких зовнішніх супутників* планет – *нерегулярних*, що рухаються по так званих петлеподібних орбітах і які є одними з найскладніших у Сонячній системі. Через велику віддаленість таких супутників від планети на них майже однаково впливає тяжіння планети й Сонця, тому їх орбіта швидко прецесує, тобто повертається велика вісь еліпса орбіти і загальна ситуація стає практично непередбачуваною.

Наприклад, якщо частота прецессії відповідає частоті обертання планети навколо Сонця, то супутник потрапляє в резонанс, який називається евекція. В цьому випадку наслідки слабкого впливу сонячної гравітації поступово накопичуються і дестабілізують орбіту: її еліпс витягується настільки, що супутник або стикається з планетою (чи з одним з її крупних супутників), або виходить за межі сфери Хілла і потрапляє в гравітаційні «обійми» Сонця. Виявилось, що пряма орбіта є більш уразливою, ніж зворотня. По цій причині навіть якщо нерегулярні супутники спочатку рівноймовірно були присутніми на прямих і зворотних орбітах, то поява вказаного резонансу приводить до того, що на таких відстанях збережуться лише супутники зі зворотними орбітами.

Інший ефект, відомий як **резонанс Козаї**, пов'язує нахил і форму орбіти: захоплені на орбіти зі значним нахилом супутники, які рухаються по дуже витягнутих орбітах, можуть бути або викинутими з орбіти, або навіть зруйнованими. Можливо, саме тому поки що не знайдені супутники з нахилами орбіт 50-130°.

На орбітальний рух мають вплив ще й інші чинники. Наприклад, серед супутників Юпітера міститься до 17 осколків, які, скоріше за все, колись утворилися з крупнішого супутника і зараз продовжують рухатися по схожій орбіті. Якщо це так, то більшість нинішніх нерегулярних супутників повинні належати до вторинного (прийомного) покоління, а не до первинного, що утворювалося разом з планетою. Прикладом може слугувати комета Шумейкера-Леві 9, яка спочатку вийшла на тимчасову орбіту навколо Юпітера, потім розвалилася на окремі фрагменти, які в 1994 р. впали на планету. Якби цього не трапилося, то вона б через кілька сотень років була б викинута із системи Юпітера на геліоцентричну орбіту.

Зараз відомо кілька об'єктів, що повернулися на навколосонячну орбіту після тимчасового захоплення Юпітером. Для того, щоб тіло було захоплене з геліоцентричної на стаціонарну орбіту навколо планети, воно повинне втратити деяку частину своєї початкової енергії і загальмуватися. В даний час у Сонячній системі практично немає ефективних механізмів дисипації енергії, а тому захоплення мало б відбутися дуже давно, коли ще Сонячна система мала дещо інші властивості.

В 1970-тих роках було запропоновано три сценарії захоплення супутників, які могли діяти в час або відразу ж після формування планет. Так, Дж. Поллак зі співавторами припустили, що супутники можуть втрачати енергію через тертя при прольоті крізь протяжну атмосферу зародків Юпітера і Сатурна. При цьому буде три альтернативні рішення: малі тіла згоряють, дуже великі безперешкодно проходять і продовжують свій шлях по орбіті навколо Сонця, а тіла деякого проміжного розміру будуть захоплені. Це природний аналог так званого аерогальмування, яке зараз часто використовується для виведення міжпланетних зондів на орбіту навколо планет з потужною атмосферою.

Однак, така модель не пояснює присутність нерегулярних супутників біля Нептуна й Урана, тому що через велику віддаленість від Сонця і малу густину речовини в зовнішній області навколосонячного диска ядрам цих планет було потрібно дуже багато часу для того, щоб досягти критичної маси, яка необхідна для захоплення суттєвої кількості газу. Тому газове гальмування для цих планет-гігантів уже практично не діяло.

Другий механізм захоплення супутників також припускає активність планети на стадії зростання її розміру. Акреція газу на ядро майбутнього гіганта повинна була приводити до наростаючого збільшення його маси, що викликало б значне розширення сфери Хілла. А таке раптове збільшення гравітації було б потужною пасткою для тіл, які опинилися в цей час поблизу планети. Але й цей сценарій не пояснює присутності супутників біля Нептуна й Урана. Справа в тому, що більшість сучасних моделей вказують на те, що маса цих планет росла поступово, акумулюючи тіла з розміром астероїдів і ядра комет, тому нинішньої маси вони досягли через сотні мільйонів років, тоді як Юпітер і Сатурн – лише через тисячоліття. Тому було запропоновано альтернативну модель формування Урана й Нептуна, згідно якої спочатку вони були такими ж масивними, як і Юпітер та Сатурн, але потім вони втратили значну частину своєї маси під впливом іонізуючого випромінювання сусідніх масивних зірок. Однак така планета швидше втрачатиме супутники, ніж захоплюватиме їх.

Нарешті, було запропоновано механізм так званого потрійного зіткнення, згідно якого зіткнення двох тіл у сфері Хілла може розсіяти достатньо енергії для того, щоб планета захопила хоча б одне з них. У подальшому було показано, що при цьому зіткнення не є обов'язковим, тому що при обміні енергією трьома тілами одне з них зможе збільшувати свою енергію за рахунок двох інших. Пізніше було запропоновано й дещо інший сценарій потрійного захоплення, у якому тісний подвійний об'єкт розривається гравітацією планети. При цьому один з компонентів викидається на навколосонячну орбіту, а інший виходить на планетну орбіту. Але навіть якщо потрійна взаємодія пояснює захоплення нерегулярних супутників, то залишається питання їх походження. Пропонується два варіанти відповіді.

1. На стадії формування Сонячної системи більшість планетезималей акреціювали в тіло планети чи в основні супутники, або ж були викинуті за межі Сонячної системи і лише незначна їх частина, яка стала нерегулярними супутниками, не була відправлена в міжзоряний простір.

2. Сонячна система після закінчення формування основних планет протягом ~700 млн. років заповнилась планетезималями, які пізніше під впливом потужної гравітаційної взаємодії Юпітера із Сатурном в основному були хаотично розсіяні в процесі переходу великих планет на їх сучасні стабільні орбіти, але деякі з них були захоплені планетами-гігантами. При такому сценарії більшість розсіяних тіл могли сформувати пояс Койпера.

Поки що не існує єдиної думки про походження нерегулярних супутників, хоча вважається, що вони сформувалися з навколопланетного газопилового диска в результаті злипання багатьох дрібних частинок, але не виключається і їх пізніше гравітаційне захоплення. При русі супутника навколо планети прийнято розрізняти ділянки орбіти на ті, які відповідають виходу супутника з поза планети, та ті, які передують їх заходу за планету. Їх положення на орбіті позначають орбітальним фазовим кутом (довготою) L. Інтервал $0^{\circ} \le L \le 180^{\circ}$ відповідає виходу супутника з тіні; видиму ділянку диска супутника називають ведучою (лобовою, передньою) півкулею; інтервал $180^{\circ} \le L \le 360^{\circ}$ відповідає входу в тінь і називають веденою (задньою) півкулею.

Нижче коротко зупинимося на морфологічних, оптичних і теплових характеристиках деяких із супутників і природі їх поверхневого шару.

6.3.1. Супутники Марса Фобос і Деймос

Зоряна величина «V» цих супутників в опозицію становить 11,6^m і 12,8^m, показник кольору B-V для обох супутник рівний +0,6^m. У 1945 р. Б. Шарплес виявив мале вікове прискорення в русі Фобоса, величина якого в 1975 р. була (0,107 ± 0,011)·10⁻⁷ град/добу². Практична вся інформація отримана за спостереженнями з KA. За даними KA «Маринер-9» визначили форму і розмір, період обертання навколо Марса, гравітаційне поле і значення геометричного альбедо (табл. 6.8, 6.9). Як видно з рис. 6.15, своєю формою ці супутники нагадують кам'яні глиби неправильної форми, поверхневий шар яких вкритий багатьма кратерами різного розміру (рис. 6.16), найбільші з них сягають третини діаметра супутника. Більшим з кратерів присвоєні власні імена: Todd, Sharpless, D'Arrest, Wendell, Holl, Stickney, Roshe на Фобосі та Swift, Voltaire на Деймосі.

Таблици 6.9. Карактеристика Фоббеа Гдеимоса					
Параметр	Фобос	Деймос			
Велика піввісь орбіти, км	9378±0,5	23458±0,5			
Ексцентриситет	0,015	0,0005±0,0003			
Нахил до площини Лапласа	1°,02±0°,1	1°82±0°,01			
Період обертання	7 ^h 39 ^m 13,8 ^s	1 ^d 06 ^h 17 ^m 54,9 ^s			

Таблиця 6.9. Характеристика Фобоса і Деймоса



Рис. 6.15. Зображення Фобоса (ліворуч) і Деймоса (праворуч), отримані КА «Марс Експрес»

За отриманими КА «Вікінг-1» і «Вікінг-2» зображеннями деталі поверхневого шару супутників розділили на 4 групи: 1) ударні кратери і безпосередньо пов'язані з ними деталі (вибухові відкладення і реголіт); 2) деталі, які можна приписати ендогенному походженню (лише для Фобоса) і включають ринво- і граткоподібні деталі; 3) альбедні і текстурні деталі (темні деталі в кратерах, яскраві обідки кратерів і своєрідні *потоки* на їх схилах); 4) гірські кряжі і грані. Між загальною кількістю кратерів та їх діаметром виявлено зв'язок

$$lgN = A + BlgD, \tag{6.11}$$

де lgA = -1,39 ± 0,01 та -1,55 ± 0,07, В = -1,93 ± 0,02 та -1,93±0,08, відповідно, для Фобоса і Деймоса.



Рис. 6.16. Карта супутника Фобос за даними КА «Марс Експрес»

На зображеннях Фобоса зареєстровано дивні ряди борозен, які могли або утворитися разово під час сильного метеоритного удару (коли й виник найбільший кратер діаметром 9 км), або в результаті тривалої припливної дії Марса, коли напруга довго накопичувалась, а потім, протягом незначного за тривалістю часу, виникли тріщини по поверхні супутника. Типові з них мають ширину 100-200 м і глибину 10-20 м та прослідковуються на відстані до 30 км. Допускається, що вони зумовлені розривами при випаровуванні летких з'єднань, які вивільнилися з надр при потужних ударах та утворили ланцюжки дрібних кратерів у самих борознах. Підтвердженням цьому є відсутність борозен на Деймосі, на поверхні якого відсутні ударні кратери великого розміру. Краї та стінки багатьох кратерів Фобоса інколи мають альбедо $\approx 30\%$, це узгоджується з тим, тут присутній викинутий при утворенні ударних кратерів матеріал.

Поверхня Деймоса (рис. 6.15 праворуч) надзвичайно гладка на масштабі від десятків до сотень метрів, світлішими деталями переважно є припідняті частини і схили кратерів, темнішими є улоговини. Ці особливості свідчать, що незначні альбедні контрасти обумовлені процесами у товстому шарі реголіту, який давно міг бути викинутий при могутньому ударному процесі, а потім протягом тривалого часу осів на поверхню супутника шаром товщиною до 200 м.

На більш контрастному Фобосі морфологія поверхні переважно обумовлена ефектами багатократних зіткнень з іншими тілами.

За даними спостережень з УФ спектрометром на КА «Маринер-9» і з посадочних модулів КА «Вікінг-1» і «Вікінг-2» була вивчена спектральна залежність геометричного альбедо Фобоса в інтервалі довжини хвиль 200-850 нм, яка дуже близька відповідним даним для карликової планети Церера та астероїда Паллада (рис. 6.17).



Рис. 6.17. Спектральна залежність геометричного альбедо (А) Фобоса за різними даними (чорні трикутники і заповнені квадрати), карликової планети Церера (незаповнені квадрати та кружки) та астероїда Палада (хрестики)

Спроби підібрати аналог спектру Фобоса вказали на можливу подібність як до місячної і меркуріанської силікатної поверхні, так і до астероїдів D-типу. Спектр Деймоса загалом подібний спектру Фобоса, але у ньому відмічається наявність слабкої абсорбції (глибиною в кілька відсотків) біля $\lambda = 1$ мкм. Існуючі поляризаційні дослідження Деймоса (рис. 6.18) нагадують фазові залежності значення ступеня лінійної поляризації для Марса, Місяця і Меркурія.

Дослідження теплових властивостей Деймоса показали великі варіації температури протягом доби: від 340 К в місцевий полудень до 100 К опівночі. Оцінюється, що глибина проникнення теплової хвилі складає близько 1 см, нижче температура постійна і складає близько 230 К. Значення коефіцієнта теплової інерції К (1.235) поверхневого шару оцінено в 0,009-0,0016 (Фобос) і 0,0006-0,002 (Деймос). Це може свідчити, що їх поверхневий шар вкритий реголітом з розміром зерна 50-100 мкм.



Рис. 6.18. Фазова залежність ступеня поляризації (Р) Деймоса

6.3.2. Супутники Юпітера

Наземні спостереження протягом майже 400 років стосувались в основному галілеєвих супутників, що дозволило виявити деякі закономірності у їх русі. Супутники Іо, Європа і Ганімед перебувають один з одним в орбітальному резонансі 4:2:1. Тобто, за час, протягом якого Ганімед робить

один оборот навколо Юпітера, Європа робить два, Іо – чотири. Завдяки цьому відбувається сильне збурення їхніх орбіт і зміна амплітуди постійних великомасштабних припливів, зумовлених тяжінням Юпітера. Розсіювання припливної енергії розігріває надра супутників і це приводить до їх вулканічної (на Іо) і тектонічної (на Європі, Ганімеді) активності. Згідно оцінок, потужність розсіювання припливної енергії становить 60-80·10¹² Вт для Іо, (6-8)·10¹² Вт для Європи.



Фото. Показано порівняльні розміри Амальтеї, Іо, Європи, Ганімеда і Каллісто (http://photojournal.jpl.nasa.gov/)

Не виключається, що вони мають оточене скельною оболонкою металеве ядро (в основному з нікеля і заліза), яке в Іо, ймовірно, доходить до самої поверхні, а Ганімед і Європа мають ще й потужну водяну оболонку у вигляді льоду і рідини. Каллісто є унікальним сполученням скельної породи і льоду. Обертання галілеєвих супутників є синхронним, тому вони завжди повернені одним і тим же боком до Юпітера. На противагу галілеєвим супутникам, які мають сферичну форму і велику відбивну здатність, всі інші, як правило, нагадують Фобос і Деймос, тобто є темними брилами неправильної форми, а їх поверхня вкрита численними кратерами (рис. 6.19).



Рис. 6.19. Зображення супутників (зліва на право) Метіс, Адрастея, Амальтея і Теба з КА «Галілео»

Якщо внутрішні супутники обертаються навколо Юпітера в площині його екватора майже по коловій орбіті, то зовнішні – по сильно витягнутих нерегулярних орбітах зі значним нахилом до площини екватора. Більшість із них обертаються навколо Юпітера в напрямку протилежному до обертання планети, який називають ретроградним. Вони згруповані в підкласи, що найбільшого тіла. назву Ближче до галілеєвих супутників носять розташовуються супутники з прямим рухом, які розділяють ще на три групи: 1) група Фемісто містить лише цей супутник, який рухається в прямому напрямку на орбіті із середньою відстанню 7 млн. км від Юпітера і нахилом 45°; 2) група Гімалії з 5-ма супутниками (Гімалія, Леда, Ліситея, Елара та S 2000/J11), які мають середню відстань порядку 11 млн. км і нахил ~ 30° до площини екватора планети, тобто мають прямий рух; 3) третя група складається із супутника S/2003 J20 з великою піввіссю 17 млн. км і нахилом 55°.

Супутники зі зворотним рухом також поєднують у три, або й чотири самостійні групи (розмір батьківських супутників трохи більший 14 км, інших - не більше 4 км): 1) група Ананке з великою піввіссю 18-21 млн. км і нахилом 145-150° (Евпоріе, Іокасте, Еванте, Гарпаліке, Праксідіке, Ортозіе, Герміппе, Ананке, Тіоне, S/2003 J3, J12, J21, J18, J6, J16, J15 та J4); 2) група Карме (Пазіфее, Ісоное, Кале, Еврідоме, Еріноме, Тайгете, Халдене, Карме, Етне, Каліке, S/2002 J1, S/2003 J17, J11, J9, J19, J10, J1 та J5) з великою піввіссю 22-24 млн. км і нахилом 162-165°; 3) група Пасіфе (Пасіфе, Спонде, Мегакліте, Сінопе, Каллірое, Автоное, S/2003 J2, J8 й J14) з середньою відстаню 23-28 млн. км і нахилом 147-152°; 4) група Сінопе складається з одного супутника. Розкид швидкості членів однієї групи близький до швидкості відриву від батьківського тіла, що для супутників зі зворотним рухом становить близько 30 м/с. Розходження у швидкості між батьківськими тілами у різних групах сягає 200 м/с. Відсутність супутників у проміжній області нахилу орбіт 55° < і < 130° відповідає теоретичному висновку, згідно якого супутники з таким нахилом повинні мігрувати в область галілеєвих супутників.

Ще деяка кількість супутників не належить ні до однієї з названих груп. Найвіддаленіший супутник, відомий на червень 2012 р., обертається навколо Юпітера на відстані 30,29 млн. км (0,202 а. о.) і здійснює один оборот за 1077,02 діб. Далі коротко зупинимося на описі найхарактерніших супутників Юпітера.

6.3.2.1. Io

Цей супутник є унікальним тілом Сонячної системи тому що на ньому зараз має місце активна вулканічна діяльність. Найімовірніше, це приводить до утворення своєрідної атмосфери і плазмового тора на орбіті супутника.

Атмосфера і плазмовий тор. Підозра про можливу атмосферу Іо зародилася в 1962-1963 рр., коли Біндер і Крукшенк в ході спостереження явища взаємного затемнення супутників було виявлено збільшення блиску приблизно на 10% після виходу Іо з тіні, яке зберігалося протягом 15 хвилин. Це спонукало цілеспрямовані спектроскопічні спостереження Іо, які у 1970-их роках привели до відкриття емісійних деталей деяких хімічних елементів. Особливо великий обсяг інформації отримали за допомого КА «Галілео» і «Кассіні». В 1973 р. було виявлено змінну в часі емісію D дуплету натрію (D₁ і D_2 при $\lambda = 588,9973$ і 589,5940 нм). В подальшому встановили, що це світіння притаманне своєрідній хмарі навколо супутника, інтенсивність якої показує східно-західну асиметрію і залежить від положення супутника на орбіті, тобто показує довготну залежність. Протяжність хмари (від Іо) по орбіті сягає майже 23 радіусів Юпітера, в перпендикулярній площині досягає майже полярних районів Юпітера, інтенсивність її світіння сягає 10 кРелей. Структура хмари міняється в часі і зв'язана з положенням супутника на орбіті. Не виключена й північно-південна аномалія в інтенсивності її світіння. В якості механізму світіння запропоновано ударну іонізацію, яка зумовлена потоком або електронів (з концентрацією 10 см⁻²/с та енергією 15 еВ), або протонів (з концентрацією 10¹⁰ см⁻²/с та енергією 8 кеВ). Аналіз спостережних даних про профіль ліній показав, що витік натрію з Іо відбувається переважно в напрямку його руху по орбіті із швидкістю до 18 км/с, тобто найкраще узгодження досягається тоді, коли атоми, які вибиваються частинками магнітосфери, вилітають з передньої півкулі супутника. Відзначимо, що емісію натрію було виявлено в лабораторних експериментах при бомбардуванні порошків силікатів і кам'яної солі протонами з енергією 3-5 кеВ.



Фото. Схема магнітосфери Юпітера, на яку впливає Іо (в центрі). Плазмовий тор (червоного кольору), нейтральна хмара (жовтого), потоки заряджених частинок (зеленого) течії, і лінії магнітного поля (сині) (http://www2.jpl.nasa.gov/)

У 1975 р. виявили емісійні лінії сірки при $\lambda = 671.7$ і 673.0 нм, які ототожнені із забороненим дуплетом сірки SII і проявлялись у сплюснутій частині тороїдальної хмари за рухом супутника по орбіті в межах довготи 90° ≤ L ≤ 180°, їх інтенсивність досягала ~ 300 Релей. Подальші спостереження виявили емісію і при інших λ (SII – λ = 406,9, 407,6 нм; SIII – λ = 372,2 нм, 953,1 нм; SIV λ = 10,51 мкм SO $\lambda = 1,707$ мкм). та _ За _ спектрофотометричними спостереженнями з КА «Вояджер-1» і «Вояджер-2» у діапазоні $50 \le \lambda \le 150$ нм була відкрита ділянка високотемпературної плазми у формі тора з радіусом 1.0 ± 0.3 радіусів Юпітера, який близький до радіуса орбіти Іо і також показує ранково-вечірню асиметрію з амплітудою близько 30%. Ці спектри (рис. 6.20) містили яскраві емісійні смуги, приписані блендам емісійних ліній SIII, SIV, OIII і які з'являються в оптично тонкій плазмі. Було зроблено висновок, що іонізаційна рівновага цих іонів підтримується зіткненням з електронами при температурі 10⁵ К.



Рис. 6.20. Відносний спектр Іо в далекій УФ ділянці спектра за даними експериментів КА «Вояжер-2» (ліворуч) і за даними ШСЗ «IUE» (праворуч)

Виявилося, що емісії сірки також притаманні перераховані для натрію просторово-часові зміни, хоча деякі спостережні дані вказують на те, що довготна асиметрія інтенсивності спостерігається лише в лініях SII і не помітна в УФ лініях SIII. Це було пояснено тим, що іони сірки строго не підпорядковані періоду обертання магнітного поля Юпітера (система III). Якщо період дрейфу іонів відносно системи III знаходиться між значеннями середнього часу іонізації SII і SIII, то довготний дрейф відносно довгоживучих двічі і більше іонізованих атомів призводить до розмиття, а то й до повного зникнення асиметрії їх розподілу. З іншого боку допускається, що зміни об'єму силової трубки протягом доби, які зумовлені її конвективним рухом у магнітосфері, спричиняє адіабатичний нагрів і охолодження захоплених енергійних електронів, саме внаслідок цього й виникає спостережна асиметрія інтенсивності емісій.

В 1974 р. з'явились вказівки на можливість існування світіння молекул кальцію при $\lambda = 422,7$ нм. Хмара кальцію має форму півдиска, який простягається на відстань до 6 радіусів Юпітера від його центру і має товщину у 2 радіуси Юпітера.

За даними спостережень з КА «Вояджер-1», «Вояджер-2» і ШСЗ «IUE» було виявлено світіння іонів кисню. Емісія при $\lambda = 83,4$ нм спершу була приписана бленді емісійної лінії ОІІІ, яка з'являється в оптично тонкій плазмі, висновок, що іонізаційна рівновага цих тому було зроблено іонів підтримується зіткненнями з електронами при температурі 10⁵ К. Але точніші розрахунки коефіцієнтів ударного збудження показали, що цю смугу можна приписати ще й емісії ОІІ а спостережна інтенсивність лінії відповідає моделі в якій електронний газ має дві складові: холодні (з температурою 3,5-4 eB і густиною 2000 см⁻³) і гарячі (з температурою приблизно 100 еВ і густиною 50-100 см⁻³) електрони. В моделі однорідного тору густина іонів становить для ОІІ 300(-80, +200) і для ОШ 110 ± 60 см⁻³. Оптична товщина цієї плазми, оцінена по центральних частинах ліній, сягає кількох одиниць. На дещо більшій довжині хвиль (рис. 6.20, праворуч) були виявлені ще й емісії OI, інтенсивність яких у різні роки різна (аж до їх повної відсутності). Дещо пізніше емісія іонів кисню ОІІ була виявлена й при $\lambda = 372,6$ і 372,9 нм. Для цих ліній також виявлено західно-східну асиметрію.

За даними спостереження в 1975-1980 рр. була виявлена емісія іонів калію. Його хмара зі зміною магнітної широти Іо веде себе подібно до натрієвої хмари, але інтенсивність емісії може ставати значно слабшою в моменти, коли Іо перетинає магнітний екватор Юпітера. Найбільше випромінювання, яке вимірювалося в резонансній лінії $\lambda = 766,5$ нм, сягало 7 кРелей на відстані 7,5" на схід від Іо. Детальніші дослідження показали, що ця хмара простягається вперед від ведучого боку супутника та утворює кут 10-30° з орбітою Іо. Це дещо менше ніж для натрієвої хмари, але вона також представляє собою тривале утворення, яке піддається періодичній зміні через вплив сонячного випромінювання та іонізуючий вплив юпітеріанського плазмового тору, тому для неї також спостерігаються всі притаманні натрієвій хмарі асиметрії. Така подібність вказує на те, що натрій і калій викидаються з

майже одних і тих же областей поверхні Іо і хмари формуються під дією одного й того ж фізичного механізму.

При прольоті КА «Піонер-10» і «Піонер-11» в 1973 р. повз Юпітер вимірювалось світіння довкілля планети у двох каналах далекої УФ ділянки спектра. Один (λ_s) був чутливим лише до довжини хвиль коротше 80 нм і міг реєструвати резонансну лінію гелію при довжині хвиль 58,4 нм. Другий (λ_L) працював у довжині хвиль коротше 140 нм, а тому включав ще й резонансну лінію водню з довжиною хвилі 121,6 нм. Поле зору фотометра (40°) обмежувалось механічним коліматором, оптична вісь якого була нахилена на 20° до осі обертання космічного апарата і знаходилась приблизно в площині орбіти супутників Юпітера. Коли в його поле зору попали околиці орбіти Іо, то було зареєстровано незначне збільшення потужності сигналу в λ_s каналі, а коли попав сам супутник, то сигнал збільшився практично вдвічі. В подальшому виявилось, що це зумовлено не світінням гелію, а радіативним висвічуванням збуджених іонів. Деякий внесок може давати й рентгенівське випромінювання, що виникає внаслідок бомбардування поверхневого шару супутника електронами.

Спостерігались також сліди емісії, які пов'язувалися з супутниками Амальтея (в короткохвильовому каналі) та Європа (в довгохвильовому каналі). Було також зареєстровано збільшення сигналу в довгохвильовому каналі, яке приписали емісії в лінії атомарного водню L_{α} . На можливу наявність емісії іонів атомарного водню вказують і експерименти з борту ШСЗ «IUE». Заявлялося й про присутність емісії в лініях **Fel** i **Mgl.**

Дослідження закономірності зміни інтенсивності емісії з рухом по орбіті давали досить різні результати, що часто зумовлювалось різною протяжністю в часі отримуваних спостережних рядів. Але вже перші роботи в цьому напрямку вказали на те, що ці зміни найкраще погоджуються з періодом, який дещо більший періоду в системі III – 9^h55^m29,37^s. Так, згідно експериментів на КА «Галілео» та «Ulysses», швидкість обертання плазмового тора відстає від швидкості в системі III на 2-10 км/с (з середньою величиною відхилення 2-3 км/с).

Щодо механізму утворення плазмового тору розглядаються наступні:

1. Оскільки період обертання Іо навколо Юпітера (1,7 доби) значно більший від періоду обертання магнітосфери Юпітера, то швидкість останньої відносно поверхні Іо сягає 57 км/с. Це зумовлює інтенсивне бомбардування його поверхні, внаслідок чого щосекунди вибивається 1-2 т сірчаного газу, який потім іонізується й утворює широкий плазмовий тор. При цьому, залишається відкритою проблема наявності в ньому нейтральних елементів.

2. Після відкриття активного вулканізму на Іо було висловлено думку, що утворення тору зумовлене частиною викинутих на висоту в сотні

кілометрів фонтанів газоподібної речовини, яка частково розсіюється в космосі та утворює тор. Інша частина викидів за низької температури конденсується і під дією сили тяжіння (1,81 м/с²) випадає на поверхню Іо. Оцінки показують, що швидкість цих процесів значно випереджає швидкість руйнування молекул газу ультрафіолетовим випромінюванням Сонця – фотодисоціацію. В той же час, на Іо присутні сліди атмосфери з концентрацією молекул ~ 10¹⁷ м⁻³. Розрахунки показують, що за таких умов викидання газу на висоту в кілька сотень кілометрів вимагає швидкості вильоту газу з жерла вулканів понад 1000 м/с. Орбіта Іо розташована в тій частині магнітосфери Юпітера, де потоки заряджених частинок особливо значні (майже в центрі радіаційного поясу) і нагадує 100-кратно збільшені в розмірі радіаційні пояси Землі. Плазма тут зосереджена в об'ємі, що дуже наближено має форму диска, який жорстко зв'язаний з магнітним полем планети, що обертається. Оскільки магнітосфера обертається дуже швидко, то певна доля заряджених частинок викидається з відцентровими силами, надалі ці частинки неї ше й рухаються в міжпланетному середовищі у вигляді додаткового повільного компонента космічних променів, який пульсує з періодом обертання магнітосфери Юпітера. Тобто на орбіті Іо знаходиться тор гарячої плазми з температурою до 50 000 К. Оскільки електромагнітні явища в магнітосфері Юпітера дуже інтенсивні, то обертання в ній плазмового тора Іо створює потужний електричний генератор, який зумовлює протікання електричного струму в 5.10⁶ ампер між Юпітером та Іо. Механізм продукування такої фантастичної потужності ймовірно пов'язаний з дуже своєрідною структурою струмових оболонок в плазмосфері Юпітера, тобто структурі, яка була передбачена Х. Альвеном для протопланетної туманності.

Недавно було висловлено припущення, що сильний електричний струм біля поверхні Іо може існувати завдяки самофокусуванню зарядів (так званому пінч-ефекту), концентруватися на малій площі і саме в результаті наявності такого тривалого пропалюючого електричного розряду можуть відбуватися вулканічні виверження з Іо. При цьому Іо, мабуть, «працює» як одна з частин гігантського природного прискорювача заряджених частинок високих енергій. Іо активно взаємодіє і з магнітосферою Юпітера, і з самим тором перемішуючи частинки середньої і низької енергії та поглинаючи їх. Електричні процеси в магнітосфері на рівні орбіти Іо пов'язані з радіовипромінюванням, що спостерігається на Землі від Юпітера в декаметровому діапазоні. В 1964 р. було доведено, що його інтенсивність залежить від положення Іо на орбіті, адже вірогідність реєстрації радіовипромінювання із Землі була найбільшою саме тоді, коли Іо знаходився на максимальній кутовій відстані від Юпітера. В меншій мірі таку ж залежність показують ще два супутники – Європа і Ганімед.

- 389 -

Аналіз великого обсягу отриманих КА спостережних даних дозволив зробити наступні висновки.

1. Тор показував істотні тривалі зміни хімічного складу протягом часу спостережень. Ці зміни узгоджуються з моделями, що передбачають зростання у кілька разів кількості нейтрального матеріалу, який поставлявся в тор вулканами на початку вересня 2000 р.

2. В іонному торі спостерігаються азимутальні зміни, які впливають на електронну температуру і електронну концентрацію на промені зору в екваторіальній області. Азимутальні варіації емісії в лініях S II, S III і електронної концентрації відбуваються приблизно у однаковій фазі. Зміна співвідношення емісії S IV та O II, а також електронної температури в екваторіальній області, теж відбуваються приблизно в однаковій фазі між собою і знаходяться в протилежній фазі з варіаціями емісій в лініях S II, S III і електронної концентрації на промені зору в екваторіальній області, теж відбуваються приблизно в однаковій фазі між собою і знаходяться в протилежній фазі з варіаціями емісій в лініях S II, S III і електронної концентрації на промені зору в екваторіальній області.

3. Фаза спостережуваних азимутальних варіацій у плазмовому торі дрейфує із швидкістю 12,2°/добу щодо довготної системи III. Це говорить про те, що період обертання тору складає 10,07 годин, що на 1,5% довше, ніж період обертання системи III. Цілком можливо, що у вересні 2000 р. в кілька разів зросла кількість постачання в тор нейтральних складових з поверхні Іо, що й привело до зміни механізму, відповідального за утворення періодичності в системі IV. Такі події відбуваються відносно нечасто.

4. Відносна амплітуда азимутальних варіацій елементного складу тору більша для емісійних ліній S II і S IV і їх відносна амплітуда змінюється в межах 5-25% за період спостереження. Відносні амплітуди іонів S III і О II мають значення в межах 2–5%.

5. Зміни азимутальних варіацій амплітуди хімічного складу модулюються їх позицією щодо довготної системи III, так що коли пік в емісії S II зміщуючись співпадає з довготою $210^\circ \pm 15^\circ$ у довготній системі III, то амплітуда є максимальною, а коли пік в S II співпадає з довготою $30^\circ \pm 15^\circ$ у системі III – то амплітуда виявляється найменшою.



Фото. Кольорова карта Io (http://www2.jpl.nasa.gov/)

Вулканічна діяльність. Незважаючи на те, що ще С. Всехсвятський розглядав вулканізм на супутниках Юпітера як джерело постачання кометних ядер, але виявлення на переданих КА «Вояджер» зображеннях поверхні Іо 8 діючих вулканів (рис. 6.21) дійсно було сенсаційним. Зразу ж постало питання про його механізм. Оскільки розмір Іо явно недостатній для того, щоб радіоактивний розпад елементів у його надрах міг викликати сильний розігрів кори чи мантії (як це відбувається на Землі), то було висловлено думку, що енергія для такого розігріву черпається з припливної дії Юпітера. Суть такого механізму зводиться до наступного. В момент коли розташування супутників Іо, Європа і Ганімед близьке до великого протистояння, під дією сили тяжіння орбіта Іо починає змінюватися: за кожен оберт (1,7 доби) Іо два рази стає приблизно на 10 км ближче і далі від Юпітера.



Фото. Газовий стовп над Іо від вулкана Локі (http://www2.jpl.nasa.gov/)

Оскільки при синхронному обертанні навколо Юпітера навіть при ексцентриситеті e = 0,004 форма поверхні Іо має припливний виступ у бік Юпітера, то за зумовлених припливними силами змін рух супутника по орбіті зазнає різких коливань (лібрація, похитування), що зумовлює помітне прогинання літосфери. супроводжується нагріванням яке останньої. Розрахунки показали, що внаслідок цього ефекту виділяється енергія в 60-80 трильйонів ват. Причому переважна більшість цих виділень проходить у Підтвердженням приповерхневому шарі. цього можуть слугувати спостереження в тепловій ділянці спектра, згідно яким потужність теплового випромінювання внаслідок припливних збурень сягає 2 Вт/м² і це майже в 30 разів більше, ніж на Землі. Згадані 8 активних гігантських вивержень на Іо були ототожнені з «гарячими» плямами на поверхні супутника. Через 4 місяці «виключився» лише один (найбільший) вулкан, температура якого становила 600 K.



Рис. 6.21. Зображення вулканічного виверження вулкану Пеле. Білі і чорні обширні області складаються з суміші солі, сірки та інших викидів вулканічного походження. Чорні невеликі плями пов'язують з кратерами можливого вулканічного походження

Всі вулкани на Іо розділені на два типи. До першого відноситься більшість; вони мають температуру 350-400 К, швидкість виверження газових продуктів ~ 500 м/с і висоту газових султанів до 100 км. Другому типу притаманна вища температура, швидкість виверження ~ 1000 м/с і висота до 300 км. Головна відмінність їх структури – темна кільцева окантовка на відстані кількох сотень кілометрів від кальдери (Пеле, Сурт і Атен) та, можливо, більша глибина, з якої відбувається виверження.

В центрі виверження звичайно розташовано кілька великих плоскогір'їв з обривистим краєм і широкою долиною, що їх розділяє. Вся їх поверхня має темні відтінки оранжевого й коричневого кольорів і лише саме плоскогір'я виділяється світлішим забарвленням. Існує гіпотеза, що виверження другого типу мають гейзерний характер, під час якого відбувається раптовий фазовий перехід летких речовин (рідина – газ); такий тип вулканічних викидів з глибинного резервуара відомий і для деяких земних вулканів. На Іо для сірчистого газу перехід повинен відбуватися при температурі близько 400 К, для сірки – ~700 К. В цій гіпотезі малі султани відповідають викидам з невеликої глибини, великі султани – з глибоких резервуарів.

Вулкан Прометей розміщується в точці з координатами 154° зх. д., 1° пд. ш. на зворотній від Юпітера півкулі Іо.



Фото. Порівняння зображень Іо КА «Галілео» і «Вояджер-1» в 1979 р. Прометей (яскраве коло зверху) вперше бачився як діючий вулкан у 1979 р. і показує активні викиди. Менш активний плюмаж виявлено в Culann Патері (темна особливість внизу зліва) вулкана КА «Галілео». Прометей показав кілька відмінностей. Є новий темний поток лави, витікаючий з отвору Прометея, і плюмаж, що виривається вгору на 75 км західніше від того місця, де була гаряча пляма в 1979 р. (http://www2.jpl.nasa.gov/) ІЧ спектрометрія з КА «Галілео» протягом 1996-2002 рр. показала значне збільшення теплової емісії супутника, що вказує на епізодичність вулканічної діяльності. Об'єм викинутого Прометеєм матеріалу в період з 6 листопада 1996 р. до 7 травня 1997 р. оцінено в 0,8 км³, з миттєвим виверженням у піку ~ 140 м³/с і середньою нормою виверження близько 49 м³/с. Було запропоновано відносно просту модель того, як потужний потік лави може розтопити і випарувати великий об'єм багатої на SO₂ кори, яка пізніше вибухне.

Спочатку уявлялось, що весь SO_2 на західному краї поля потоку Прометея вивергається через єдиний 10-20 метровий отвір, але зображення з високою просторовою роздільною здатністю показали на кілька отворів виверження уздовж фронту потоку, тобто плюмажі мають кілька розкиданих по поверхні витоків.

Так, IЧ спостереження показали, що ділянка площею 0,052 км² характеризувалась температурою 1263 К, а 50,9 км² – 437 К; це інтерпретувалось як великий активний потік лави з холодною поверхнею (холодний компонент) і гарячою яскравою лавою, яка виходить через тріщини при близькій до рідини температурі (гарячий компонент) та розтікається в різні боки. Саме таку передісторію мають багато ділянок поверхні, які відповідають давно застиглій лаві при температурі близько 95 К. Схоже, що подібні виверження притаманні й іншим вулканам на Іо. Так, вулкани Замама (Zamama), Кулан (Culann) і Тупан (Tupan) також показують епізодичну діяльність, а чіткий пік теплової емісії вулкана Замама співпав з наявністю плюмажу такої ж форми, як це спостерігалося і в Прометея. Схожа картина спостерігалася і для вулкана Амірані (Amirani).

Структура поверхневого шару. Практична відсутність помітних метеоритних кратерів (рис. 6.22) вказує на те, що поверхня Іо дуже молода (до 1 млн. років) і складається переважно з продуктів вулканічних вивержень товщиною в 3-30 км. Цими продуктами є конденсати сірки, сірчаного ангідриду, силікатної магми та інших елементів.

Вулканічні кратери займають ~ 2% загальної площі поверхні супутника, їх вигляд суттєво різниться. Так, вулкан Ра Патера вирізняється тим, що радіально від нього відходять змієподібні потоки на відстань до 300 км, які ще й змінюють відтінки від коричневого до світло-оранжевого і навіть сніжнобілого тонів, однак їх природа поки що мало зрозуміла. В той же час, у темному джерелі кратера вулкана Локі знаходиться світла пляма, а його довкілля досить однорідне. На переважно рівнинному поверхневому шарі супутника виявлено ряд гірських масивів з висотою до 9 км, поряд з ними – ями й куполи розміром від десятків до сотень метрів, які є найбільш складними у розумінні їх природи. Так, за однією з версій вони утворюються при взаємодії розжареної лави з поверхнею Іо.



Рис. 6.22. Зверху – зображення гори Тохіл висотою близько 5,4 км, внизу – обрив в області Телегонус

6.3.2.2. Інші галілеєві супутники Юпітера

Численні зображення не виявили ознак вулканічної діяльності, але вказують, що їх поверхневий шар є оболонкою з криги, вкритої тріщинами й торосами і численними кратерами. На поверхні **Європи** зустрічаються подвійні та потрійні льодові хребти (рис. 6.23, ліворуч), хаотичний рельєф (рис. 6.23, праворуч), ударні кратери (рис. 6.24) тощо.



Рис. 6.23. На знімках з КА Галілео подвійний хребет з висоти 1300 км (ліворуч) і хаотичний рельєф Конамара з відстані 880 км (праворуч)



Рис. 6.24. Зображення чотирьох ударних кратерів; їх назви за годинниковою стрілкою (зверху зліва): Вілл, Цилікс, Тайр і Маннаннан

Ландшафт Європи класифікують на такі основні типи: рівнини, хаотичні ділянки (хаоси), області ліній і смуг, хребти й кратери. Глобальна мережа ліній мабуть є тріщинами в товстій крижаній корі, зумовленими тектонічними процесами. Ці розломи не супроводжуються помітним рухом кори, але заповнювались оранжевим розчином, який при характерній для Європи температурі швидко твердіє. Ширина розломів складає від одиниць до сотень кілометрів, протяжність – інколи понад 3000 км. Вода, що виливається, миттєво закипає й відразу замерзає; деяка її частина, що випарувалася, випадає на поверхню у вигляді снігу й інею в радіусі кількох сотень кілометрів від джерела. В умовах Європи шар такого покрову товщиною в півметра утворюється всього за кілька хвилин.



Фото. Мозаїка поверхні Європи, поверненої до Юпітера. Просторова роздільна здатність – від 1 до 13 км на піксель. Лінійні структури на поверхні, швидше за все, утворилися в результаті дії припливних гравітаційних сил. Багато які з них тягнуться на відстані більше 1500 км. Дуже якраві білі утворення – це викиди від молодих ударних подій (http://www2.jpl.nasa.gov/)
Порівняння знімків КА «Вояджер» і «Галілео» не виявило помітних змін на поверхні. Оскільки поверхневий шар Європи дуже згладжений (на ньому перепад висоти дуже рідко перевищує 50 м) – це також може трактуватися або як дуже молодий рельєф, або як існування якогось постійного механізму його згладжування.

Ганімед характеризується значно більшим різноманіттям структури поверхневого шару (рис. 6.25-6.27). Як видно, його зовнішній вигляд нагадує Місяць, а за аналогію – одна його півкуля – є «морська», інша – «материкова». Темні області – суцільно вкриті кратерами, а світлі – кратерами й розломами. Тут виділяються дуже яскраві, майже білі, молоді ударні кратери, альбедо яких близьке до 100%. А кратери, як правило, оточені світлим ореолом променів з викинутого матеріалу, хоча існують і явні сліди тектонічних процесів. Дві найкрупніші темні області на поверхні Ганімеда отримали імена «Галілей» і «Симон Маріус».



Рис. 6.25. Ліворуч – зображення ударних кратерів, праворуч – ланцюжок Енкі з 13 кратерів

Сюрпризом було відкриття у Ганімеда магнітного поля і власної магнітосфери, яка повністю занурена в магнітосферу Юпітера. Його величина невелика і складає всього 750 нТ на екваторі, що майже в 6 разів більше напруженості магнітного поля Юпітера на орбіті Ганімеда (107-118 нТ). Вісь магнітного диполя нахилена на 10° до осі обертання. Протяжність магнітосфери Ганімеда становить ~2 його радіуси, тому в магнітосфері Юпітера утворюється своєрідна каверна діаметром ~4 радіуси Ганімеда. Одна з гіпотез походження магнітного поля допускає, що воно наводиться динамомеханізмом при обертанні розплавленого залізного (або в суміші з сульфідом заліза) ядра Ганімеда (нагадаємо, що саме цей механізм відповідає за магнітне поле Землі); підтвердженням цього може бути його дипольний характер.



Фото. Знімок півкулі Ганімеда з КА «Галілео» 26 червня 1996 р. Темний регіон зверху названо областю Галілея (Galileo Regio) близько 3200 км у діаметрі. Яскраві плями – відносно недавні ударні кратери

Оскільки так званий безрозмірний момент інерції Ганімеда вказує на високу ступінь концентрації маси до його центра ($C/MR^2 = 0.3115$, де C – осьовий момент інерції, M – маса, R – радіус), то саме дія динамо в межах металевого ядра може згенерувати таке магнітне поле.



Рис. 6.26. Кальдера на Ганімеді на поверхні розміром 162×119 км

В той же час така концентрація може бути й тоді, коли масова доля сірки в ядрі або дуже низька ($\leq 3\%$), або ж дуже висока ($\geq 21\%$); за таких умов силікатна мантія зможе охолонути досить швидко (тобто, така суміш матиме в'язкість подібну, наприклад, до вологого олівіну).



Рис. 6.27. Порівняльна характеристика в однаковому масштабі території Арбела Сулкус (Arbela Sulcus) на Ганімеді (ліворуч) і неназваної стрічки на

Свропі. За кількістю ударних кратерів вік поверхні оцінюється в 3-4 млрд. років; світліші області значно молодші і їх вік оцінюється в 0,5-1 млрд. років

Оскільки такі вимоги важко пояснити існуючими космохімічними і фізичними моделями супутника, то було запропоновано ще й альтернативний сценарій можливої наявності рідкого ядра, згідно якого під дією припливновідпливних сил температура силікатного ядра періодично підвищується і це запобігає його швидкому охолодженню. Відомо, що для створення магнітного поля механізмом динамо необхідно, щоб рідина в ядрі рухалася в межах електрично провідного контуру, яким може бути, наприклад, рідке металічне ядро. Зазвичай в планетному динамо такий рух забезпечує керована плавучістю конвекція, але при відсутності внутрішнього твердого ядра керувати конвекцією буде теплова плавучість, а підтримання механізму динамо вимагає постійного руху рідини в ядрі.

Згідно іншій гіпотезі, магнітне поле Ганімеда наводиться в провідному шарі солоного океану під товстою (130-150 км) крижаною корою, але для створення динамо в його товщі потрібна нереально висока швидкість перемішування рідини (1 м/с), що робить цей механізм майже нездійсненним. На зображеннях Ганімеда з високою просторовою роздільною здатністю видно дивні зламані, ні на що не схожі, ряди численних паралельних долин і хребтів, які утворюють химерну структуру поверхні, концентруючись головним чином у світлих областях. Ширина таких долин і хребтів складає від кількох одиниць до кількох десятків кілометрів, висота хребтів не перевищує кілька сотень метрів, а протяжність часто становить багато тисяч кілометрів. Іноді вони перетинаються і часто змінюють свій напрям в точках перетину, а інколи навіть перетинають ударні кратери. На таких хребтах і долинах ударних кратерів значно менше, що вказує на їх значно молодший вік. Було висловлено припущення, що такі смуги зумовлені розтягуванням крижаної кори Ганімеда та можуть бути проявом локальної тектоніки. У темних районах у південній півкулі виявлені незвичайні кратери-фантоми, які виділяються тільки відтінком, але зовсім не мають вираженого рельєфу.

Каллісто виявився ще більш кратерованим (рис. 6.28). Через віддаленість від Юпітера він не приймає помітної участі в орбітальних резонансах і тому майже не розсіює припливної енергії. У його надрах запас радіоактивних елементів практично вичерпався, а тому він напевно є найбільш інертним не тільки серед галілеєвих супутників, але й зі всіх крупних супутників у Сонячній системі. На ньому відкрита малопотужна атмосфера, яка складається переважно з вуглекислого газу з парціальним тиском 7,5·10⁻¹² бар біля поверхні при температурі близько 150 К. Проте є підстави вважати, що повний атмосферний тиск може бути в 20-100 разів вищий і до складу такої атмосфери можуть входити також водяна пара і молекулярний кисень.



Рис. 6.28. Ділянка поверхні Каллісто розміром 74×75 км

Вимірювання варіації магнітного поля поблизу Каллісто вказали на наявність електропровідного тонкого шару на глибині приблизно в 200 км від поверхні супутника, яким може бути солоний океан товщиною близько 20 км. Нижче рідини тягнеться обширна мантія Каллісто із суміші льоду і кам'яних порід.Вважається, що Каллісто активно реагує на магнітне поле Юпітера, про що може свідчити виявлення того, що електричні струми в магнітному полі Каллісто іноді протікали в протилежних напрямках. Численні кратери і хребти характеризується відносно невеликим перепадом висоти. Розмір більшості кратерів складає десятки кілометрів, а найбільші з них оточені серією концентричних валів, які нагадують величезні тріщини, згладжені повільним рухом льоду. Найпомітнішими є три величезні багатокільцеві ударні басейни: Валхалла, Асгарда (рис. 6.29) і Адлінда, походження яких приписують зіткненню Каллісто з порівняно купними астероїдами розміром у 10-20 км. Судячи з великої кількості свіжих кратерів, вік цих басейнів оцінюється в ≈ 3 млрд. років.



Фото. Каллісто з КА Галілео у травні 2001 р.



Рис. 6.29. Ударна структура Асгарда



Фото. Прояви ерзії на поверхні Каллісто. Фото отримане КА «Галілео» у вересні 1997 р. Сонце освітлює поверхню справа. Центр зображення знаходиться на 25.3° пн.ш. і 141.3° з.д. Просторова роздільна здатність – 100 м на піксель

Фазова залежність блиску і ступеня лінійної поляризації галілеєвих супутників. Вже перші електрофотометричні спостереження галілеєвих супутників в інтегральному світлі Дж. Стеббінса в 1926-1927 рр., показали наступне.

1. Залежність зоряної величини $m(\alpha)$ від фазового кута α лінійна лише для $\alpha \ge 6^{\circ}$, для менших – квадратична, тобто було виявлено ефект опозиції.

2. При фіксованому значенні α m(α) залежить від орбітального фазового кута L. Вигляд цієї залежності для перших трьох супутників практично однаковий при всіх α (амплітуда змін найбільша у Європи), тоді як для Каллісто чітко спостерігалась залежність форми m(L) від α .

3. Для перших трьох супутників яскравішою є ведуча півкуля, для Каллісто – ведена.

Подальші спостереження при різних λ не лише уточнили ці залежності, але й виявили зміну m(α) і m(L) з довжиною хвилі (рис. 6.30, 6.31).



Рис. 6.30. Довготна залежність блиску галілеєвих супутників у системі V та показників кольору b-y, v-y та u-y від орбітального фазового кута (L) для Io (1) і Європи (2) за Д.Морісоном і Н. Морісоном



Рис. 6.31. Довготна залежність блиску галілеєвих супутників у системі V та показників кольору b-y, v-y та u-y від орбітального фазового кута (L) для Ганімеда (3) і Каллісто (4) за Д.Морісоном і Н. Морісоном

Спостереження в далекій ІЧ ділянці спектра (при $\lambda = 1,57, 2,27, 3,80$ і 4,71 мкм) виявили меншу амплітуду зміни блиску. Ведена і ведуча півкулі супутників характеризуються дещо різною залежністю блиску від сонячного фазового кута (як в області прояву опозиційних ефектів, так і при фазових кутах з лінійною зміною блиску), для Каллісто ефект опозиції посилюється зі зменшенням λ .

Поляризаційні дослідження супутників започаткував Дж. Веверка в кінці 1960-х років і зараз вони достатньо вивчені. Подібно до Марса, ступінь поляризації залежить від орбітального фазового кута, це особливо помітно у Каллісто. Неочікуваними були спостереження О.Мороженка у 1986 р., коли у всіх 4-х супутників в системі UBVR було виявлено досить високу поляризацію (0,30-0,35%) з положенням площини поляризації $\psi \approx 45^{\circ}$ при $\alpha \approx 0,5^{\circ}$. Спостереження Чигладзе в 1987 і 1988 рр. не лише підтвердили це, але й встановили, що за незначної зміни фазового кута ступінь лінійної поляризації Р сильно зменшується, а значення ψ прямує до 0° (рис. 6.32). Хоча в деяких роботах стверджується, що навіть при $\alpha = 0,5^{\circ} \psi = 0^{\circ}$. Поява цієї поляризації приписується ефекту когерентного розсіяння (див. п. 1.10).



Свропи (J2) і Ганімеда (J3) за даними М.Міщенка з колегами

Спектрофотометрія і природа поверхневого шару галілеєвих супутників. Спектрофотометрія наземними і космічними засобами показала, що спектральна відбивна здатність Європи, Ганімеда і Каллісто у діапазоні $400 \le \lambda \le 900$ нм дуже подібна між собою і не показує помітних поглинальних смуг (рис. 6.33). В той же час, для більшої довжини хвиль чітко проявляються депресії, найпотужніші з яких припадають на $\lambda = 1,2, 1,4$ і 1,9 мкм; їх інтенсивність різна для різних супутників і для передньої і задньої півкулі (рис. 6.34).

Для Іо та Європи геометричне альбедо в червоній ділянці спектра надзвичайно високе і різко зменшується при $\lambda < 500$ нм, в далекому ультрафіолеті сягає значення 0,013 для Іо та 0,07 для Європи; для Ганімеда й Каллісто воно значно менше. У далекій ІЧ ділянці положення смуг поглинання для Європи, Ганімеда й Каллісто практично ідентичні, але суттєво відрізняються в Іо. Так, у спектрі Іо (0,3 $\leq \lambda \leq 2,5$ мкм) найпомітнішою є смуга при $\lambda = 1,15$ мкм (глибина ~ 5%), в короткохвильовій ділянці спектра присутні значно слабші поглинальні смуги. При $\lambda > 1,5$ мкм спектр практично не має деталей і повільно ослаблюється зі збільшенням довжини хвилі, при $\lambda \approx 2,5$ і 4,1 мкм знову проявляються смуги поглинання.



Рис. 6.33. Порівняння відносних спектрів супутників Іо (1), Європа (2), Ганімед (3) і Каллісто (4) за Т. МакКордом з колегами



Рис. 6.34. Спектр передньої (чорна лінія) і задньої півкулі (сіра лінія) Європи; справа внизу – вставка з кращим розділенням для альбедо за даними Т. МакКорда з колегами

При спостереженнях з кращою спектральною роздільною здатністю виявились малопотужні смуги поглинання ще й при $\lambda = 3,85$ і 3,91 мкм. Порівняння спектра передньої півкулі Європи з модельними розрахунками не суперечить практично чистому льоду H₂O з розміром зерна близько ~ 30 мкм поряд із сумішшю з H₂O₂ і CO₂. v₁ і v₃ –симетрична і асиметрична моди смуг поглинання, v₂ – фундаментальна мода відбитого світла. При $\lambda = 4,1$ мкм зазвичай розташована фундаментальна смуга поглинання v₃ HDO, але в спектрі Європи вона відсутня. При $\lambda = 3,1$ мкм проявляється так званий пік Френеля, характерний для дуже твердого водяного льоду, який веде себе подібно до металу. Присутня також смуга поглинання при $\lambda = 2,85$ мкм (вона зазвичай характерна для аморфного льоду), яка більше виражена для поверхні передньої півкулі. Смуга при $\lambda = 1,65$ мкм характерна для граткової структури кристалічного льоду на субміліметровій глибині від поверхні.

Спектр веденої півкулі Європи вказує на присутність асиметричних смуг поглинання водяного льоду в гідратованих матеріалах, а також показує

сильніший «шум» в ІЧ ділянці, ніж спектр передньої півкулі. Можливо, що це викликано тим, що даний спектр отримано зі значно більшої відстані до Європи за межами інтенсивних радіаційних поясів планети.

Спостереження в далекій УФ ділянці у спектрі Іо та Європи виявили смугу поглинання при $\lambda \approx 280-290$ нм, яка за положенням і формою нагадує смугу А-Х молекули SO₂ і яка може виникати внаслідок розсіяння УФ випромінювання в кристалічній решітці водяного льоду шляхом утворення зв'язку S-O тоді, коли в неї попадає атом сірки. У спектрі Європи ця смуга найчіткіше проявляється в межах довготи 223-333° і навколо 90°; найглибшою вона є при L = 277 ± 3°. Її глибина (у межах похибки 20%) залишалася сталою в часі протягом 5 років спостережень.

З порівняння лабораторних і спостережних спектрів зроблено висновок про можливе існування на супутнику сильно збагаченого сіркою поверхневого шару та що ведуча півкуля, ймовірніше за все, має меншу концентрацію сірки та більшу – різних солей у дрібному стані порівняно із задньою. Вважається, що лише 20% площі поверхні Іо вкрита інеєм SO₂. Основною складовою поверхневого шару інших 3-х супутників вважається водяний лід при T \approx 50 K (з можливим розміром зерна біля 100 мкм), вкриті льодом ділянки займають площу від 50 до 100% для Європи, від 20 до 65% – для Ганімеда і лише від 5 до 25% – для Каллісто.

Відмінність видимого альбедо різних боків Ганімеда пояснюють тим, що його ведучий бік має на 20% більше чисто льодового покрову від веденого. Допускається також, що матеріал під льодовим покровом за своєю відбивною властивістю подібний силікатному матеріалу. Існує думка, що поверхневий шар Ганімеда і Каллісто повинен мати ще й гідратовані мінерали типу монтморіоллоніту і темну речовину подібну вуглистим хондритам.

Теплові властивості галілеєвих супутників Юпітера. Напевно Б. Мюррей з колегами першими 12 грудня 1963 р. дослідили зміну теплового випромінювання Ганімеда в діапазоні 8-14 мкм під час його входження в тінь Юпітера і при виході з тіні та виявили різку його зміну. Подальші дослідження, у тому числі й у радіодіапазоні, виявили зміну і з орбітальним фазовим кутом. Аналіз спостережних даних проводився в рамках моделей з одним і двома однорідними шарами, він показав, що коефіцієнт теплової інерції становить за одними оцінками: K' = 3900 ± 120 для Іо, 5200 ± 60 для Ганімеда і 3300 ± 30 для Каллісто (в кал⁻¹·см²·c^{1/2}·K⁻¹), густина приповерхневого шару 0,10 ± 0,04 для Іо, 0,15 ± 0,03 для Ганімеда і 0,11 ± 0,02 для Каллісто (в г·см⁻²); за іншими: K' = 1100 ± 100 для Іо, 3000 ± 1000 для Європи і 3400 ± 700 для Ганімеда.

Інколи для Іо реєструвалась незвично висока температура (190 К при $\lambda = 2,08$ см і 600 К при $\lambda = 3,9$ см), що було приписано виливу рідкої сірки на поверхню супутника. Допускається, що 99,6% площі поверхні супутника Іо

має температуру ≈ 126 К, яка формується сонячним випромінюванням, а решта – зайнята гарячими плямами з температурою у межах від 300 К до 600 К; це може бути зумовлено активним вулканізмом на Іо. Не виключена можливість незначної зміни температури поверхні супутників з довжиною хвилі. Так, при $\lambda = 8,4$ і 21 мкм вона, відповідно, становила: 149 ± 3 К, 128 ± 5 К (Іо); 134 ± 3 К, 121 ± 5 К (Європа); 145 ± 3 К, 138 ± 5 К (Ганімед) і 160 ± 3 К, 151 ± 7 К (Каллісто).

Було також виявлено, що радіовипромінювання Іо при $\lambda = 3.8$ і 4,76 мкм лінійно поляризоване (P ≈ 1,6%), а P і положення площини поляризації змінюються при обертанні Іо, що може бути зумовлене тим, шо випромінювання виходить з невеликої кількості гарячих плям на великій площі поверхні. Найбільша з них знаходиться на північному сході від відомої після польотів КА патери Локі, плями на веденій півкулі знаходяться біля патери Ра, третя гаряча пляма на ведучій півкулі не відповідає ні одній з позначених на ній відомих деталей на карті супутника. Визначений за цим значенням Р показник заломлення близький до земних базальтів і дещо менший, ніж для сірки. Побудовані за скануванням з КА теплові карти Ганімеда виявили помітний температурний контраст. Так, у приекваторіальних широтах опівдні температура піднімається до 160 К, знижується до 120 К перед заходом і до 85-90 К після заходу Сонця. На полюсах навіть денна температура не піднімаються вище 120 К.

Радіолокаційні спостереження дозволили оцінити радіолокаційне геометричне альбедо А_g і ступінь деполяризації колової µ_c (вираз 3.131а) і лінійної µ₁ (вираз 3.131б) поляризації; вони виявилися дещо різними в різні роки і показували зміну геометричного альбедо зі зміною орбітального фазового кута та ступеня деполяризації – з альбедо. Так, за даними спостережень в 1975-1976 pp. А_g становили 0,04 ± 0,01 (Io), 0,69 ± 0,17 (Європа), 0.37 ± 0.09 (Ганімед) та 0.15 ± 0.04 (Каллісто), а $\mu_c - 1.61$, 1.48 та 1,24 ± 0,19, відповідно для Європи, Ганімеда та Іо; за 1977-1979 рр. $A_{v} = 0.65 \pm 0.16$ (Європа), 0.38 ± 0.10 (Ганімед) та 0.16 ± 0.04 (Каллісто); для μ_{c} $-1,56 \pm 0,11$ (Європа), $1,55 \pm 0,06$ (Ганімед) та $1,19 \pm 0,06$ (Каллісто); для μ_L – 0,47 ± 0,07 (Європа), 0,47 ± 0,08 (Ганімед) та 0,55 ± 0,10 (Каллісто). Виявилось, що для Каллісто, Ганімеда та Європи: 1) відбита поляризована по колу хвиля має той же знак, що й послана, а для лінійно поляризованого сигналу у відбитому 50% енергії має ортогональну поляризацію; 2) поперечний перетин відбивання в довжині хвилі 12,6 см становить 0,6, 1,5 та 2,6, відповідно, для цих же супутників; 3) квазідзеркальна складова випромінювання відсутня.

Цим властивостям відповідає наступна модель рефракційного розсіяння на поверхні: 1) середовище характеризується малими значеннями коефіцієнтів відбивання і поглинання; 2) у середовищі наявні неоднорідності в значенні показника заломлення, які призводять до рефракції з поворотом радіопроменя на 180°; 3) завдяки малому градієнту показника заломлення для поверхні не виникає явища повного внутрішнього відбивання. Таким властивостям добре відповідає модель льодяної поверхні, яка має пористу або рихлу поверхню з наявністю квазісферичних вкраплень в основне середовище.

Серед інших супутників Юпітера найбільш дослідженим є Амальтея. Основні результати зводяться до наступного: 1) на фазовій залежності блиску існує ефект опозиції; 2) UBV фотометрія поблизу максимальної західної елонгації показала, що він дуже червоний (показник кольору становить приблизно $\pm 1,5^{m}$) і має значно меншу відбивну здатність, ніж галілеєві супутники; 3) за своїми спектральними властивостями в діапазоні $\Delta\lambda$ 0,887-2,4 мкм його поверхня, імовірніше всього, нагадує кам'яні тіла, хоча існуючих спостережних даних поки що явно недостатньо для однозначного висновку; 4) температура поверхні оцінюється в 155 \pm 15 К. Розрахунки в моделі тривісного еліпсоїда з урахуванням сонячного і юпітеріанського опромінення та бомбардування зарядженими частинками вказали на $T_{max} \approx 166$ К, яка близька до отриманої КА «Вояджер» – 164 \pm 5 К.

Багатоколірна фотометрія Гамалії, Елари, Лиситеї (з прямим обертанням) і Пасифаї, Синопи, Карми (зі зворотним обертанням) вказала, що майже всі вони подібні до астероїдів С-типу. Винятком є лише супутник Карма, який виявився дуже яскравим в УФ діапазоні довжини хвиль.

Можлива наявність води, у тому числі й рідкої, в надрах галілеєвих супутників сприяла появі гіпотези про можливе існування живих організмів в надрах Європи. В основу були покладені побудовані Дж. Левісом в 1971 р. стаціонарні теплові моделі льодяних супутників у яких вихід енергії за рахунок радіоактивного розпаду довгоживучих ізотопів калію, урану та торію в їх надрах врівноважується радіаційними втратами з поверхні. Було показано, що ядра супутників мають складатися з гідратованих силікатів та окислів заліза, які окутані протяжною оболонкою зі збагаченої аміаком рідкої води та відносно тонкої оболонки з водяного льоду.

Базуючись на аналогії з арктичними організмами, незалежно Р. Рейнодс з колегами в США та Л. Колоколова й О. Стєклов в ГАО НАН України прийшли до думки, що в надрах Європи можуть бути обмежені в просторі і часі області, у яких фізичні умови знаходяться в межах пристосування певних життєвих форм, які схожі на земні.

6.3.3. Супутники Сатурна

Як і в Юпітера, супутники великого розміру (Титан, Япет, Рея, Тефія, Діона, Мімас та Енцелад) мають практично сферичну форму, тоді як форма менших описуються (інколи дуже умовно) тривісним еліпсоїдом, або ж взагалі є уламками неправильної форми.

Супуник Мімас названо в честь одного з Титанів, якого вбив у поєдинку Геркулес; **Тефія** – морської богині, яка була сестрою, а пізніше дружиною Океануса; Діона – героїні грецької міфології Діони, яка була матір'ю Афродіти (Венери), народивши її від Зевса (Юпітера); **Рея** – також героїня грецької міфології, яка була сестрою, а потім і дружиною Кроноса (Сатурна) і матір'ю Гадеса (Плутона), Посейдона (Нептуна) і Зевса (Юпітера); **Гіперіон** у грецькій міфології був Титаном, сином Геї й Геліоса.

Згідно переданих різними КА зображень, супутники Сатурна також сильно кратеровані (рис. 6.35-6.37).



Рис. 6.35. Крупномасштабний знімок поверхні Япета

Система супутників Сатурна досить складна і їм, мабуть, найкраще відповідає статус *крижаних*, тому що їх середня густина (за винятком Титана) становить ~ 1,0 г/см³, або ж незначно більша. Саме в цій системі проявляється ефект, який у свій час виявив ще Лагранж при розв'язку задачі трьох тіл. Він полягає в тому, що якщо одне з трьох тіл є набагато масивнішим за два інших, то стійкою може бути конфігурація, коли менші тіла знаходяться на орбіті великого тіла, але рознесені на відстань 60° одне від одного у так звані Лагранжеві точки L4 і L5; тобто, з'являється відчуття, що це тіло «пасе» два інших, які називають коорбітальними.

Так, на орбіті Тефії в точках L4 і L5 знаходяться невеликі тіла – Каліпсо і Телесто, в точці L4 на орбіті Діони – супутник Єлена. Тобто, Тефія має два так званих коорбітальних супутники, розташованих у лагранжевих точках попереду й позаду себе на одній орбіті. Вони спочатку були названі Троянськими Тефіями, за аналогією з астероїдами Троянцями, що рухаються навколо Сонця по орбіті Юпітера.



Рис. 6.36. Дві протилежні півкулі Мімаса

У грецькій міфології Телесто була дочкою Океануса й Тефії, а Каліпсо – морською німфою, яка затримала Одіссея на своєму острові протягом семи років.

Практично всі класичні супутники Сатурна – Мімас (рис. 6.36), Енцелад, Тефія (рис. 6.38, праворуч), Діона (рис. 6.37, ліворуч), Рея (рис. 6.37, праворуч), Титан, Гіперіон, Япет (окрім Феби, рис. 6.38, ліворуч) – знаходяться в синхронному обертанні, тобто постійно обернені до Сатурна одним боком.

Структура поверхні супутника Сатурна. Мімас обертається навколо Сатурна на відстані 185 404 км від його центра і здійснює один оборот за 0,942422 доби. Діаметр найбільшого з кратерів сягає 130 км, що складає майже 1/3 діаметра самого супутника. Нові кратери стирають старіші, що говорить про те, що супутник зараз навряд чи проявляє якусь активну внутрішню піднімаються на ~ 5 км, тоді як переважна частина дна кратера лежить на 10 км нижче середнього рівня поверхневого шару супутника. Висота центрального піку над підошвою кратера перевищує 6 км.



Рис. 6.37. Ліворуч – Діона, праворуч – Рея

Тефія (рис. 6.38, праворуч) обертається навколо планети за 1 добу 2 години 19 хвилин. Найпоширенішими там є кільцеві кратери (наприклад Пенелопа), покриті численними молодшими утвореннями.



Рис. 6.38. Супутники Феба (ліворуч) і Тефія (праворуч)

Інтерес являють три розташовані в лінію нижче Пенелопи кратери: Аякс, Поліфемус і Феміус (на рис. 6.38, праворуч – посередині). Вони можуть бути результатом падіння на поверхню Тефії уламків якогось роздробленого тіла. Найбільшим (з діаметром 450 км) є старий кратер Одіссей, який іноді називають Великою Улоговиною та який розташований на ведучому боці Тефії. У його середині міститься багато менших кратерів, а в деяких напрямках від центра – він характеризується кількома хвилями концентричних з основним кільцевим валом підвищень – так званих «цирків». Зараз він достатньо плоский, без дуже високих гір на кільцевій структурі і без значного центрального піку, які зазвичай спостерігаються на Місяці та Меркурії.

На поверхні є гігантська долина Ітака довжиною більше 1000 км, шириною ~ 100 км і глибиною від 3 до 5 км, яка розташована з протилежного до Одіссею боку. За деякими спостережними даними не виключено, що Тефія й зараз проявляє певну вулканічну активність, або, принаймні, що на її поверхні є діючі гейзери. Саме на це вказало виявлення частинок, які зараз рухаються поруч з орбітою Тефії.

Діона обертається навколо планети за 2 доби 17 годин 41 хвилин; відстань від центра Сатурна 377 000 км. Її поверхня дуже світла (відбивна здатність деяких ділянок близька до 100%) і носить сліди викиду матеріалу (наприклад, у результаті ударів крупних метеоритів) у вигляді системи променів, добре відомих із спостережень Місяця. За деякими даними вважається, що на Діоні ці промені є водяним інеєм. Діаметр найбільшого кратера на Діоні близько 100 км.

Також там присутня звивиста долина, утворена, ймовірно, тріщинами в корі. Оскільки Діона завжди обернена до Сатурна одним боком, то її ведучий бік мусив би мати більшу насиченість кратерами, тоді як в дійсності більш кратерованим виявився ведений бік, що, можливо, є наслідком потужних зіткнень, внаслідок яких супутник розвернувся так, що півкулі помінялись місцями.

Зараз лідируюча півкуля досить однорідно яскрава, а ведена містить мережу яскравих смужок на темнішому фоні; на них видно дуже світлі кратери і порівняно небагато крупних кратерів. Появу смужок спочатку пояснили тим, що незабаром після утворення Діона була досить активною (можливо, на зразок крижаного вулканізму), в результаті чого значна частина рельєфу заново була вкрита рідкою субстанцією, а деяка частина – залишилась у вигляді світлих смужок.

Але зображення з високою просторовою роздільною здатністю показують, що смужки – це не замерзлі потоки колись рідкої речовини, а швидше за все – складна сітка тектонічних розломів, які є значно молодшими,

ніж більшість із кратерів. Південна область поверхні містить дуже світлі розломи, які відрізняються від темніших розломів у північній полярній області, що часто приписують різному їх віку. Крім того, має місце розмаїття деталей: розломи, жолоби й численні невеликі кратери. Значна кількість кратерів має світлі вали й стінки, а дно – часто дуже темне. Це, швидше за все, зумовлено зсувами і обвалами, які оголюють чистий лід. Навколо Діони також виявлено викинутий з неї матеріал, який, можливо, вказує на її вулканічну активність.

Рея також має дуже світлу поверхню і навіть найтемніші її області мають альбедо більше 50%. Період її обертання навколо Сатурна 4,518212 діб; середня відстань від центра планети 527 108 км; вона постійно обернена до Сатурна одним боком. На її поверхні, яка густо вкрита стародавніми структурами кратерів (розміром до 300 км), чітко вирізняється величезна біла пляма з молодим ударним кратером майже в центрі. Значне число кратерів має виразний центральний пік. Лідируюча півкуля Реї сильно кратерована й однорідно яскрава. На задній півкулі є мережа яскравих смуг у вигляді валів на темному фоні, які, можливо, є льодом, що заповнює розломи і зовсім небагато кратерів.

Гіперіон є темним (альбедо в межах 0,2-0,3) тілом дуже неправильної форми, що пов'язують з руйнуванням великого первинного тіла. Сидеричний період – 21 доба 6 годин 39 хвилин (радіус орбіти \approx 1 481 010 км). Його обертання навколо осі дуже хаотичне і підпорядковане суттєвому гравітаційному впливу Сатурна і його найбільших супутників.

Поверхня Гіперіона носить сліди інтенсивного метеоритного бомбардування, причому найбільший кратер за розміром такий же, як і сам супутник. Завдяки зумовленим Титаном збуренням у русі зазвичай синхронне обертання Гіперіона може порушуватися на десятки відсотків протягом кількох тижнів; це пов'язують з резонансом 4:З з Титаном (на 4 обороти Титана навколо Сатурна приходиться 3 обороти Гіперіона). Оскільки його середня густина становить ~ 0,544 г/см³, то структура поверхневого шару нагадує своєрідну гігантську «губку». Така виняткова пористість дозволяє без особливої для себе шкоди поглинати дрібне й крупне космічне сміття: метеорити можуть просто провалюватися в глибини супутника, залишаючи за собою нові глибокі отвори.

Поверхня Гіперіона виявилася не лише більш насиченою кратерами, але вони набагато глибші й краще збереглися, ніж на інших супутниках. В деяких випадках, в отворах видно оригінальний темний матеріал (рис. 6.39), з якого, можливо, складаються внутрішні пласти Гіперіона.

Схили всіх кратерів досить гладкі, а наявність дуже яскравих деталей в УФ променях свідчить про присутність водного льоду, який найкраще помітний на найкрутіших схилах кратерів супутника.



Рис. 6.39. Мозаїка Гіперіона

Япет є найунікальнішим тілом, тому що альбедо його півкуль різниться в 10 разів. Темна півкуля названа Областю Кассіні, а світла – Землею Ронсевальдською (на згадку про знамениту битву, в якій відзначився герой французької «Пісні про Роланда»). Поверхневий шар супутника характеризується високою щільністю метеоритних кратерів і наявністю специфічних деталей (рис. 6.40). Сидеричний період - 79 діб 7 годин 56,6 хвилин при радіусі орбіти 3 560 820 км. Як видно з рис. 6.35, біля стінки висотою до 15 км утворився гігантський обвал у величезному кратері діаметром близько 600 км, а уламки від обвалу розкидані на відстань до 120 км. Кілька світлих ділянок вказують на новоутворення дно і/або стіни яких ще покриті льодом.



Рис. 6.40. Знімки Япета з екваторіальними виступами

Вважається, що природа відмінності відбивної здатності поверхні Япета якось пов'язана з його рухом по орбіті навколо Сатурна. Передбачалося, наприклад, що викидання водяної пари і подальша конденсація інею відбувалися на обох боках супутника, але потім взаємодія з плазмосферою Сатурна поступово видалила цей іній з передньої його півкулі. Хоча могло бути й навпаки: темна передня півкуля постійно збирала заряджені частинки, які при взаємодії з поверхнею супутника викликали поступове потемніння матеріалу на його поверхні. Останнім часом стала популярною гіпотеза про те, що передня півкуля Япета забруднена пилом, що викидається з іншого супутника Сатурна – Феби; при численних зіткненнях легші світлі матеріали випаровуються, а темні важкі залишаються на поверхні.

На зображеннях Япета виявлено гігантські гірські хребти, висота яких інколи сягає 20 км. Один з них (рис. 6.40) шириною ~ 20 км, висотою ~ 13 км і довжиною понад 1500 км проявляється у вигляді виступів на лімбі. За однією з версій, хребет міг утворитися в результаті швидкого обертання супутника в епоху його зародження і поступового охолодження, що може підтвердити й велика його сплюснутість. За іншою – хребет утворився з матеріалу стародавніх кілець Сатурна, зібраного супутником ще в ту епоху, коли його орбіта проходила в їх площині та яку пізніше щось змусило змінитися. Крім того, на дуже світлій частині поверхні Япета також присутні загадкові темні плями (рис. 6.41).



Рис. 6.41. Темний матеріал на стінках кратерів і в долинах на Япеті

Допускають, що яскрава речовина – водяний лід, а темна – кам'янистий пил, джерелом якого слугують інші супутники (наприклад Феба), які обертаються навколо Сатурна в протилежних до Япета напрямках. Це пояснення грунтується на тому, що темний бік супутника є ведучим і саме на ньому може осідати чорна сажа з околиць Сатурна. Згідно екзогенної моделі, частинки від Феби по спіралях йдуть у напрямку до Сатурна і у зворотному напрямку до Япета та завдяки відомому ефекту Пойтінга-Робертсона стикаються з лідируючою стороною останнього.

Спктрофотометричні і поляризаційні властивості. Ще Кассіні в 1671 р. відзначив для Япета аномально велику амплітуду зміни блиску з рухом по орбіті, що підтвердили подальші фотоелектричні спостереження, тоді як іншим супутникам (наприклад Тефія, Діона, Рея, Гіперіон, Феба) притаманна значно менша амплітуда. Для останніх (рис. 6.42) притаманне надзвичайно високе геометричне альбедо і відносно слабка його залежність від λ , а для Енцелада воно навіть більше 1 та збільшується зі зменшенням λ . Сонячні фазові залежності блиску також показують ефект опозиції.



Рис. 6.42. Спектральне геометричне альбедо супутників Сатурна

За переданими КА «Вояджер-2» і «Кассіні» зображеннями було побудовано карту відбивної здатності Япета в межах α від 8° до 90°, яка показала її зміну від 0,02-0,03 в центрі ведучої півкулі, до \approx 0,6 на полярних районах. На противагу даним на рис. 6.42, для інших супутників, наприклад, для Феби при $\lambda = 470$ нм відбивна здатність міняється з довготою центрального меридіана і широтою в межах 0,046-0,060. Найхарактернішими для неї є світлі плями у високих північних і південних широтах, які на 50% яскравіші від розпливчастих темних місць, що розкидані окремими плямами і не утворюють неперервних полярних шапок. Значно менше уваги приділялось дослідженню поляризаційних властивостей цих супутників. Так, спостереження Б. Зельнером Япета показали, що P = -0,19 ± 0.08%, -1,15 ± 0,14% і -1,26 ± 0,21%, відповідно, при $\alpha = 5,32^{\circ}$, 6,23° і 6,22°. В. Розенбуш зі співавторами для темної півкулі Япета виявили лише традиційну гілку від'ємної поляризації, тоді як для світлої – ще й опозиційний пік при $\alpha \approx 1^{\circ}$ (рис. 6.43). Вже перші багатофільтрові спостереження показали, що нормована на $\lambda = 560$ нм спектральна залежність відбивної здатності ведучої і веденої півкуль Реї, Діони й Тефії мало відрізняються між собою, тоді як для Япета має місце суттєва їх відмінність.



Рис. 6.43. Фазова залежність ступеня поляризації світлої півкулі Япета

Найдетальніша спектрофотометрія $(0,35 \le \lambda \le 5 \text{ мкм})$ 9-ти найяскравіших супутників (Діона, Енцелад, Епіметея, Гіперіон, Япет, Мімас, Феба, Рея і Тефія) проведена КА «Кассіні». Вона вказала на суттєву відмінність не лише для окремих супутників, але й їх ведучої і веденої пікуль; це особливо характерно для Япета (рис. 6.44, 6.45).



Рис. 6.44. Спектральна відбивна здатність на різних траєкторіях КА «Кассіні» для Діони (ліворуч) та Енцелада (праворуч)



Рис. 6.45. Спектральна відбивна здатність на різних траєкторіях КА «Кассіні» для яскравої (ліворуч) і темної (праворуч) півкулі Япета

Виявилось, що спектральна відбивна здатність Діони, Мімаса і Тефії практично ідентичні, хоча значення їх альбедо різняться в рази, досить близька до них і Рея. Для них характерні: різке збільшення відбивної здатності зі збільшенням λ від 0,35 до 0,55 мкм; практично однакове її значення в неперервному спектрі при ~ 0,55 $\leq \lambda \leq \sim 2,2$ мкм; наявність досить потужних і відносно вузьких смуг поглинання при $\lambda = 1,52$ і 2,02 мкм та надзвичайно потужних смуг при $\lambda = 3,0$ і 4,5 мкм.

Дещо подібний до цих супутників і спектр Енцелада, але тут спостерігається менше почервоніння у діапазоні спектра при $\lambda \le 0.55$ мкм і зменшення відбивної здатності при більших λ . Супутники Епіметей і Гіперіон вирізняються лише поступовим збільшенням відбивної здатності до $\lambda \sim 1.0$ та ~ 1.9 мкм, відповідно.

Оригінально виглядає спектр Феби (рис. 6.46) у якої після незначного збільшення відбивної здатності до $\lambda = 0,55$ мкм з'являється широка депресія, на яку припадають смуги поглинання при $\lambda = 1,52$ і 2,02 мкм, та які, як і смуги при $\lambda = 3,0$ і 4,5 мкм, є значно слабшими; чинником цього може бути викликане Fe₂⁺ поглинання, що проявляється у діапазоні $\Delta\lambda$ 0,85-1,2 мкм і яка притаманна так званим філлосилікатам. Особливо тут виділяється Япет, спектральна відбивна здатність яскравої півкулі якого нагадує Гіперіон, а темної – ні один зі згаданих супутників.

Як видно з рис.6.45 (праворуч), відбивна здатність темної півкулі поступово збільшується до $\lambda \sim 2,5$ мкм, а зі смуг поглинання досить потужною є лише смуга при $\lambda = 3,0$ мкм; при $\lambda = 2,02$ і 4,5 мкм – смуги ледве помітні. Відзначимо, що смуги при $\lambda = 1,52, 2,02$ і 3,0 мкм притаманні водяному льоду, а при $\lambda = 4,26$ мкм – льоду CO₂. Пік у спектрі деяких яскравих супутників при $\lambda = 3,1$ мкм приписують френелівському відбиванню на водяних кристалах.



Рис. 6.46. Спектральна відбивна здатність на різних траєкторіях КА «Кассіні» для повного диска Феби

Вважається, що особливості спектра Феби, Япета і Гіперіона зумовлені меншою кількістю водяного льоду і відчутною присутністю «забруднювачів» подібних до CO₂, толіну й інших органічних матеріалів. Було також відмічено кілька спектральних вказівок на те, що Феба є захопленим об'єктом і що склад його поверхні близький до так званого первинного (примітивного) складу ранньої протопланетної хмари. Наявність темної речовини може зумовлювати й відмінності відбивної здатності ведучої і веденої півкуль (наприклад, у Реї ~ 20%, Тефії – 10-15%, Япета – в рази). Пошук джерела темного матеріалу, що покриває темну лідируючу сторону Япета спонукав багато теорій, які брали до уваги постачання матеріалу від Феби або Гіперіона. Відмінність між лідируючою (темною) і світлою веденою півкулями Япета приписують тому, що перша з них постійно забруднюється органічним матеріалом (наприклад, пилом толіну) і сильно опромінюється космічними частинками, а інша – багата льодом і майже незабруднена. Відносно механізмів появи темної речовини на поверхні супутників існує кілька гіпотез.

1. Свого часу Япет був вкритий шаром льоду товщиною близько 1 м, або ж снігу. Під впливом метеоритного бомбардування ведуча півкуля руйнувалася та оголялася, внаслідок чого і ставала темнішою, тоді як поверхневий шар веденої сторони залишався незмінним.

2. В довкіллі Сатурна серед метеоритних тіл, які випадають на супутник, льодових брил було значно більше ніж кам'яних. Якщо при зіткненні вони мали швидкість більшу від 2,4 км/с, то вони випаровувалися, а тому практично не впливали на відбивну здатність поверхневого шару, а якщо меншу (що характерно для веденої півкулі, яку метеоритні тіла при русі по орбіті доганяють), то вони залишались на поверхні і збільшували відбивну здатність.

3. Існує модель потемніння ведучої півкулі, яка враховує наступні два фактори: 1) абляцію поверхневого шару внаслідок ударної переробки з одночасним перенесенням ударних осколків на протилежну півкулю (так звану балістичну дифузію); 2) фотохімічні перетворення поверхневого шару ведучої півкулі, яка складається з суміші H₂O, NH₃, CH₄, CO і на якій під дією УФ випромінювання Сонця утворюються деякі органічні сполуки речовинхромофор з дуже темним і червонуватим кольором.

4. Темний матеріал на лідируючий бік Япета постачає Феба чи Гіперіон.

Тепловим та радіофізичним дослідженням супутників Сатурна приділялося мало уваги. Так, спостереження Япета в інтервалі 35-150 мкм вказали на відчутно відмінне значення температури для світлої (96 ± 9 K) і темної (114 ± 10 K) півкуль, для Реї при $\lambda = 20$ мкм T = 96 ± 6 K. Спостереження за допомогою радарного комплексу KA «Кассіні» дозволили визначити радарне альбедо в лінійно поляризованій компоненті A_{SL} і в поляризованій по колу A_C = A_{SC} + A_{OC}, а також $\mu_C = 1,17 \pm 0,09$ (Peя), 0,81 ± 0,21 (Діона), 1,22 ± 0,21 (Тефія), 1,28 ± 0,41 (Енцелад, ведучий бік) і $\leq 0,56$ (Енцелад, ведений бік). В системі Сатурна, крім Япета, не менш унікальним є Титан з його потужною атмосферою (див. п. 4.3) та Енцелад.

Енцелад своє ім'я отримав від імені гіганта Енцелада, який згідно старогрецькій міфології похований під вулканом Етна на середземноморському острові Сицилія; його орбіта знаходиться в кільці Е Сатурна (рис. 6.47).



Рис. 6.47. Зв'язок супутника Енцелад і кільця Е Сатурна

Вже перші зображення з КА «Вояджер-2» вказали на його незвично гладку та яскраву поверхню, яка нерівномірно вкрита ударними кратерами (на великих ділянках їх немає зовсім, а на інших щільність відносно мала), жолобами і гірськими хребтами. Але найповніша інформація була отримана з КА «Кассіні». Передані зображення виявили 5 різних типів місцевості. Крім вже згаданих гладких поверхностей та областей вкритих кратерами з діаметром не більше 35 км, існують ще й міжгір'я, рівнини, «зморщені» місцевості та інші деформації, що може свідчити про наявність у його середині речовини в рідкому стані. Дані магнітометра показали, що в Енцелада є досить динамічна атмосфера, основними складовими якої, згідно даних масспектрометра та УФ спектрометра, є 65% водяної пари, 20% H₂, решта 15% – складають CO₂, N₂ i CO.



Фото. Фотомозаїка супутника Сатурна Енцелада показує «тигрові смуги

Причому характер розподілу густини водяної пари по висоті вказує на те, що вона, швидше за все, виділяється з якогось «геотермального» джерела. Особливо значна її кількість виявлена в районі південного полюса, який представляє собою свого роду оазу в крижаній пустелі зі значно вищою температурою (понад 90 К замість очікуваних 72 К). Крім того, були зареєстровані тисячі ударів частинок, які, ймовірно, надходять з хмари навколо Енцелада і кільця Е Сатурна. Саме південна полярна область виявилася осередком дуже відчутної геологічної активності (рис. 6.48). Вона вкрита паралельними тріщинами завдовжки близько 130 км, віддаленими одна від одної приблизно на 40 км. Їх назвали «тигрові смуги» (рис. 6.49), які являють собою 4 западини, що названі, відповідно, Олександрія, Каїр, Багдад і Дамаск – на честь міст, що згадуються в арабських «Казках тисячі й однієї ночі».

За даними IЧ спектрометрії КА «Кассіні» на $\lambda = 7-9$, 9-16 і 16-1000 мкм побудовані теплові карти з просторовою роздільною здатністю в межах 0,6-20 км, які підтвердили локалізацію нагрітого матеріалу уздовж тигрових смуг. Виявилося, що тепловий спектр поверхні південніше від -65° площею в ~ 345 км² відповідає T = 133 ± 12 K. Зміну температури поверхні навколо тигрових смуг моделювали в рамках двовимірної моделі, яка включала передачу тепла в нижніх горизонтах ґрунту з чистого водяного льоду внаслідок теплопровідності від вертикального розлому, в якому підтримується постійна температура, та зовнішнім нагріванням і послідуючим випромінюванням поверхні з альбедо близько 0,8. При цьому розглядалося нагрівання стінок розломів водяною парою і рідкою водою, а потім розраховувалися спектри випромінювання поверхні у спектральному діапазоні 9-16 мкм і порівнювалися зі спостережними даними по методу найменших квадратів.



Рис. 6.48. Викид замерзлої води з Енцелада



Рис. 6.49. Карта південного полярного регіону: чотирикутники – ділянки підвищеної температури, обведені кружками точки – окремі фонтани

При розрахунках температура отвору гейзера змінювалася в межах від 175 до 273 К. Методом найкращого їх погодження отримано, що температура в розломі повинна складати близько 223 К для показаного на рис. 6.49 квадрата «5» і 195 К – для квадрата «6» у випадку, коли гейзерна активність відсутня (тобто діаметр вихідного отвору дорівнює нулю). Коли ширина розлому змінюється, то для квадрата «5» температура буде T ~ 130 К при ширині розлому 180 м, а для квадрата «6» – T ~ 155 К при ширині розлому близько 22

м. Оцінки в моделі, що поверхня Енцелада переважно складається з водяного льоду, вказали на необхідність враховувати ще й сублімацію водяного льоду на краях розломів тигрових смуг, яка повинна відбуватися зі швидкістю 500 кг/с, це у кілька разів перевищує спостережувану гейзерну діяльність. За таких умов повний потік тепла, що виходить через тигрові смуги у південній полярній області Енцелада, становитиме 5,8 ± 1,9 ГВт.

Температура біля смуг виявилася на кілька десятків градусів вищою, ніж на навколишніх рівнинах. Особливо там виділяються деякі гарячі точки, з яких виходять теплові потоки. Найвища температура була зареєстрована уздовж найяскравішого розлому Дамаск і сягала інколи 93 К (проти 72 К в довкіллі). Було знайдено кілька гейзерних потоків, які не пов'язані ні з однією з високотемпературних ділянок. Температура поблизу екватора становить ~ 70-75 К і практично відповідає ефективній температурі. Зі згаданих 4-х розломів принаймні три є активними (хоча і в різній мірі) практично по всій своїй довжині, четвертий – лише частково; найтепліші ж їх частини є джерелом гейзерів.

Для пояснення спостережуваного підняття температури і появи гейзерної активності було запропоновано кілька гіпотез: вихід тепла з резервуару рідкої води, що лежить під поверхнею, сублімація льоду на зовнішній поверхні супутника, декомпресія і дисоціація клатратів і потік направленого нагрівання поверхні. Кожна з них передбачає наступну температуру в щілинах: ~ 140 К для клатратної декомпресії, > 180 К для сублімації H₂O і до 273 К для невеликих резервуарів з рідкої води під корою Енцелада. Підвищена температура в отворі повинна нагрівати й сусідні частини поверхні, пояснюючи деякі теплові ефекти, що спостерігалися з КА «Кассіні». Вважається, що саме з цих місць під дією внутрішнього тепла відбувається випаровування поверхневого льоду та утворення хмар. Але якщо нагрів надр зумовлений припливним ефектом, то не зрозуміло, чому розігрівається тільки область навколо південного полюса, де розташовані загадкові смуги.

Зображення з відстані 175 км з роздільною здатністю 4 м показали, що поверхня Енцелада суцільно покрита гігантськими валунами діаметром по 10-20 м, чого поки що не спостерігалось ні на одному іншому тілі Сонячної системи. Оскільки валуни відсутні поруч зі згаданими вище тріщинами, то можна запідозрити, що останні виникли вже після того, як остаточно сформувалися валуни. На поверхні розрізняють сліди не менше 5 етапів його геологічної еволюції. Так, райони без кратерів датуються віком меншим 100 млн. років і як можливе джерело активності зараз називають припливне розсіяння енергії супутником Діоною і самим Сатурном, але цьому суперечить мала витягнутість орбіти. За прольоту КА «Кассіні» на відстані ≈ 200 км було виявлено тонкі струмені яскравого крижаного матеріалу, який віддалявся від активного південного полюса на десятки тисяч кілометрів і поповнював кільце Е. Вже під час перших трьох прольотів КА «Кассіні» (17 лютого, 9 березня і 14 липня 2005 р.) магнітометр зафіксував викривлення магнітного поля біля Енцелада, що зумовлено взаємодією частинок його атмосфери з магнітосферою Сатурна. Внаслідок цього плазма Сатурна ніби відштовхується від атмосфери Енцелада, як і від будь-якого іншого провідника. Викинуті гейзерами нейтральні молекули формують своєрідний тор навколо Сатурна, який після іонізації під впливом магнітного поля планети формують плазмове кільце в області екватора. Взаємодія частинок плазми з магнітним полем зумовлює поступове уповільнення швидкості обертання плазмового диска і з часом його період обертання стає тривалішим за сатурніанську добу.

Спектрофотометричні спостереження Енцелада вказали на найбільшу серед тіл Сонячної системи відбивну здатність його поверхні (рис. 6.44, праворуч), що може говорити про фактичну відсутність будь-яких не крижаних домішок на його поверхні. Спектр містить глибокі смуги при $\lambda = 1,52$ і 2,02 мкм і значно слабкіші при $\lambda = 1,04$ і 1,25 мкм, які є обертонами і комбінаційними частотами смуги водяного льоду при $\lambda = 3,1$ мкм і слабші смуги водяного льоду при $\lambda = 1,65$ і 1,31 мкм.

Існує гіпотеза про наявність **підповерхневого моря** у південній полярній області, на що вказує наявність тут помітної теплової аномалії та водяних гейзерів через тріщини в його поверхні. Якби Енцелад нагрівався тільки внутрішнім радіогенним джерелом тепла, то вихід енергії склав би ~ 300 МВт, якої недостатньо для танення у товстій крижаній речовині без залучення особливих уявлень про лід незвичайного складу та про додаткове ізолювання цього шару. Для отримання розумної оцінки товщини водяної крижаної лінзи при радіогенному сценарії (50-100 км) підвищення температури (щодо температури поверхні) повинне складати всього 10-30 К, що може забезпечити припливно-відпливний механізм внаслідок зміни ексцентриситету орбіти завдяки резонансній взаємодії з Діоною. Присутність пропану та ацетилену у південних полярних гейзерах свідчить про те, що вода на Енцеладі знаходиться в контакті з гарячим силікатним шаром ядра, тобто прогрівання і танення льоду досить глибоке.

Велика глибина знаходження локального полярного моря істотно впливає на форму Енцелада, яку наближено можна представити еліпсоїдом з однією віссю, зв'язаною припливом і відпливом до Сатурна в $256,6 \pm 0,5$ км, іншою, направленою по орбіті $251,4 \pm 0,2$ км і полярною віссю в $248,3 \pm 0,2$ км. Якби форма Енцелада відповідала гідростатичній рівновазі з ефективним радіусом $252,1 \pm 0,2$ км, то його внутрішня будова була б найкраще

представлена гомогенним тілом суміші скельних порід і льоду. Спостережуване відхилення від такого еліпсоїда на південному полюсі з більшим радіусом кривизни можна інтерпретувати як свідчення своєрідного прогинання поверхні в південній полярній області в результаті утворення там внутрішнього південного полярного моря і викиданням звідти значного об'єму води внаслідок активної гейзерної діяльності (рис. 6.50).



Рис. 6.50. Модель внутрішньої структури Енцелада

Інший можливий сценарій пов'язано з періодичною переорієнтацією осі обертання Енцелада внаслідок диференціації розплавленого скельного матеріалу невеликої густини і теплого льоду. Вважається, що саме вона зумовлює зміну обертального моменту, яку в майбутньому можна спробувати зареєструвати за допомогою гравіметра при близьких прольотах космічних апаратів від поверхні Енцелада.

6.3.4. Супутники Урана

Особливістю супутників Урана є те, що вони рухаються не в площині орбіти (як це відбувається із супутниками інших планет), а майже перпендикулярно до неї. Загальна картина системи Урана наступна: між кільцями й головними супутниками розташована внутрішня група з 12 малих супутників, потім знаходяться 5 головних і ще далі – зовнішня група з решти малих супутників. Всі малі супутники досить темні та відбивають близько 7% падаючого на них світла. 17 найближчих до планети супутників рухаються усередині магнітосфери Урана та ніколи не виходять за її межі. Це робить картину будови магнітосфери ще більш складною, тому що супутники здійснюють на неї і зворотний вплив. Передані КА «Вояджер-2» зображення вказали на наявність світлих викидів, які можуть бути водяним льодом (снігом, інеєм), а також ударних кратерів значного розміру, у центрі яких була знайдена досить темна речовина, що вказує на гейзерну активність у водяному варіанті, коли крізь розриви в льодяній корі виливалась «брудна» вода, яка після остигання утворювала темну поверхню. Наявність великих розломів, тріщин, зсувів кори на супутниках говорить про існування значних тектонічних процесів у ранній історії їх утворення і недалекому минулому.

Найцікавішими виявилися крупномасштабні зображення **Міранди** (рис. 6.51), на яких виявлено величезні борозни і тріщини глибиною до кількох кілометрів, тороси плит, які насунулись одна на одну, та інше.



Рис. 6.51. Зображення Міранди і крупномасштабний знімок глибокого розлому на Міранді

Для пояснення такої структури поверхні майже відразу було запропоновано, що первинне тіло супутника було розколоте при гігантському зіткненні з крупною планетезималлю, але ці частини не розійшлися, а знову з'єдналися, хоча й зі зсувом по відстані на кілька кілометрів. На одному із зображень була помітна правильна трапеція розміром 140×200 км, яку умовно названо «шеврон» та яка утворена темними й світлими смугами. Вона виділяється майже повною відсутністю ударних кратерів, тоді як довкілля кратероване і порізане невеликими рифтами. Смуги мають вигляд безлічі паралельних гряд, які сходяться з іншою такою ж системою, утворюючи майже прямий кут.

Дивним є й продовження шеврона у формі глибокого (до 20 км) розлому, круті схили якого йдуть за межі освітленої частини супутника поблизу південного полюса (рис. 6.51, праворуч). Не менш загадкові утворення знаходяться ще й поблизу термінатора. Одне з них окантовано системою світлих і темних смуг, але ширших, ніж у шеврона та загальною площею, яка можливо разів у 5 більша площі шеврона. Подібні об'єкти названо «Цирки Максими», під якими древні римляни розуміли «великий стадіон». На них майже відсутні ударні кратери, що вказує на їх відносну молодість. Ще одне таке утворення перебуває в діаметрально протилежній стороні супутника й нагадує слід оранки на краю поля та представляє собою приблизно 15-20 розділених такими ж долинами паралельних гряд, що повторюються через кожні 5-7 км. Вся система потім повертає майже під прямим кутом і далі йде за термінатор. Цей «стадіон» дуже нагадує систему майже паралельних борозен на супутнику Юпітера – Ганімеді. Тобто, маленька Міранда на своїй не дуже обширній території зібрала колекцію практично всіх можливих геологічних форм, які зустрічаються в Сонячній системі. Однак гіпотеза про те, що Міранда – це об'єднання розколотого при зіткненні з іншим первинного тіла, не пояснює збереження древніх ударних кратерыв на інших частинах поверхні. Тому інша гіпотеза допускає, що у свій час існував нерівномірний розігрів надр Міранди, внаслідок чого локальне плавлення кори оголило плити, які потім спливли із надр і які ми тепер бачимо.

На зображенні **Оберона** (рис. 6.52, ліворуч) видно світлі плями, які виявилися вінцями дуже світлих променів навколо ударних кратерів більшого розміру та які контрастують з дуже темною древньою поверхнею цього досить великого небесного тіла. Несподіванкою виявилася наявність темного дна і у великих значно молодших ударних кратерах, оточених світлими променями. Саме ці промені можуть вказувати на певну гейзерно-вулканічну активність у водяному варіанті, коли крізь розриви, що утворилися в крижаній корі на поверхню виливалася забруднена вода, яка при застиганні утворила дуже темну поверхню.

Через всю південну півкулю проходить широка долина, яка свідчить про існування там тектонічних процесів у минулому. Поряд з багатьма великими кратерами видно також темні потоки, що частково заповнили їх дно і затверділи. Очевидно, що у попередній історії супутника діяли потужні внутрішні сили (і потоки тепла), які руйнували крижану кору й викликали її переміщення. Саме розломи в корі Оберона і є теперішнім проявом цих рухів.

Титанія (рис. 6.52, праворуч) дуже подібна на Оберон, а її поверхня також вкрита старими ударними кратерами й сіткою тектонічних розломів і з явними ознаками древнього вулканізму. Але древніх ударних, особливо великих, кратерів тут виявилося відносно мало. Це могло бути зумовлено якимось процесом, що привів до їхнього руйнування.



Рис. 6.52. Зображення Оберона (ліворуч) і Титанії (праворуч)

Із отриманих КА зображень видно, що вся поверхня порізана системою рифтів і пересічених звивистих долин дуже схожих на русла річок; найдовше з таких русел сягає майже 1000 км. Всі русла оточені системою світлих відкладень на видимій поверхні. Стіни деяких каньйонів здаються світлими мабуть тому, що вони покриті льодом. Яскраві плями на зображеннях з радіальними променями також представляють собою ударні кратери, але відносно недавні. Цікавими є лінійні жолоби – ймовірно каньйони розломів. Найчисленнішими є дрібні ударні кратери, які утворилися при падінні залишків протопланетного матеріалу, їх уламків та інших невеликих тіл, що оберталися навколо Урана. Що стосується древнього рельєфу, то він був повністю зруйнований дією значного виділення внутрішнього тепла в ранню епоху життя Титанії.

У результаті розігріву її поверхня плавилася, відбувалася внутрішня гравітаційна диференціація матеріалів, при якій важчі породи опускалися, що у свою чергу приводило до виділення тепла в ще більшому масштабі. І вже після остигання, на знову створеній після багаторазової перебудови через тектонічні процеси поверхні, утворилися ті дрібні кратери, про які говорилося вище. Такий процес глобальної переробки поверхні залишається поки недоведеним, але дуже ймовірним.

Поверхня Умбріеля (рис. 6.53, ліворуч), скоріше всього, носить первинний характер великих ударних утворень з високим ступенем насичення, це проявляється в багаторазовому накладанні і перекриванні кратерів. Його поверхневий шар досить темний (середня відбивна здатність на рівні 0,16) і навіть навколо його кратерів повністю відсутні світлі викиди. Практична відсутність відтінків на його поверхні може бути наслідком її старовини і потужної переробки під дією заряджених частинок і нейтральних атомів, що врізаються у поверхню. Ще одне з пояснень полягає в тому, що виділення тепла в надрах Умбріеля в епоху його утворення чомусь було недостатнім для плавлення кори і гравітаційної диференціації, тому суміш льоду й темних кам'яних порід залишилася на поверхні в первозданному вигляді і саме по цій причині викиди матеріалу навколо ударних кратерів практично не відрізняються від основної поверхні.

Надзвичайно цікавим виявилось те, що на поверхні Умбріеля знайдено кілька досить великих кратерів з дуже світлим дном, найбільший з них знаходиться на екваторі. Як і в самого Урана, особливість положення осі обертання Умбріеля проявляється в тому, що його екватор в даний час практично постійно перебуває на термінаторі супутника, на границі дня й ночі. Для пояснення існування білого дна тільки в деяких крупних одиничних кратерах можна припустити, що темний шар має обмежену товщину і під ним перебуває чистий лід. За таких умов лише найбільші метеороїди змогли пробити темну кору й оголити чисті шари водяного льоду. Товщина темного шару може бути різною в різних місцях.

Поверхневий шар **Аріеля** (рис. 6.53, праворуч) також вкритий кратерами, долинами, тріщинами й складками, а його вигляд не виключає значної геологічної активності в минулому. Проте якщо для Титанії не викликає сумніву наявність дуже давньої геологічної активності, то Аріель має всі ознаки порівняно молодої активності. Очевидно, що основним джерелом його енергії також могло бути припливне тертя, яке викликане резонансами з Умбріелем і Мірандою. Проблема однак у тому, що зараз таких резонансів у русі Аріеля вже немає, що не виключало їх наявності у минулому.

Глибина тріщин (рифтів) на Аріелі сягає 10 км, а самі вони простягаються на кілька сотень кілометрів. Відмічено також, що навколо основного русла долин утворені ще й мережі притоків. Ширина рифтів часто доходить до 25-30 км. Їхнє гладке дно вказує на те, що вони могли утворитися в результаті переміщення якихось мас, це нагадує древні утворення такого ж вигляду, наприклад, на Марсі. Найімовірніше, що вони утворилися в епоху інтенсивної перебудови крижаної кори Аріеля, яка супроводжувалася її розломом, стискуванням і тектонікою. Проте на поверхні супутника дуже мало метеоритних кратерів, що знов-таки вказує на її молодість у геологічному
масштабі. Як матеріал, що заповнює долини, пропонується лід з домішками (можливо, аміак і метан).



Рис. 6.53. Зображення Умбріеля (ліворуч) і Аріеля (праворуч)

Діаметр внутрішніх 12 супутників Урана менше 150 км і обертаються вони в інтервалі відстані від центру Урана 49-80 тис. км (нагадаємо, що екваторіальний радіус Урана 25 559 км). Супутники Корделія та Офелія з діаметром 15-25 км виявилися такою ж групою супутників «пастухів» кільця «Епсилон» Урана, як і ряд супутників Сатурна для його кілець. Тобто, була підтверджена гіпотеза про те, що супутники «пастухи» є для кілець своєрідними мішенями, по орбіті яких групується матеріал кілець. Існує гіпотеза, згідно якій ці супутники є залишком крупніших тіл, які розпалися в так званій сфері Роша Урана і спричинили появу тієї чи іншої системи кілець, а зараз вони «пасуть» створене ними ж кільце.

Супутник Пак за розміром займає проміжне місце між головними і нововідкритими супутниками: його діаметр 150 ± 10 км. За формою він представляє собою практично ідеальну сферу. Крім того, він виявився таким же дуже темним, як і кільця Урана (альбедо 0,02-0,03). Для пояснення такої чорноти було запропоновано наступну гіпотезу. Оскільки поверхня деяких супутників Урана і частинок його кілець в значній мірі складається з вуглецевовмісних молекул і самі ці об'єкти знаходяться в потужній плазмосфері Урана, то тривале бомбардування їх поверхні частинками

приводить до розпаду метану та його похідних із вивільненням чистого вуглецю (сажі). Через невеликий розмір цих супутників і малу просторову роздільну здатність на їх зображеннях якихось помітних деталей не було знайдено. Крім того, супутники, які рухаються в потужній магнітосфері Урана досить оригінально взаємодіють з нею. Оскільки магнітна вісь диполя Урана нахилена до його осі обертання під кутом ~ 59°, то за половину оберту планети навколо власної осі (8,62 години) полярність тієї частини магнітосфери, в якій знаходиться супутник, змінюється на протилежну. Це приводить до періодичної зміни опромінення радіацією поверхні супутників і в кінцевому випадку до того, що їх поверхня протягом тривалого часу взаємодії з плазмосферою стала дуже темною.

Спектрофотометрія супутників і природа їх поверхневого шару. Подібно до супутників Сатурна, спектральна відбивна здатність супутників Урана також різна (рис. 6.54), а далека ІЧ ділянка спектра насичена смугами поглинання (рис. 6.55), які не виключають присутності в поверхневому шарі деяких супутників льоду H₂O та CO₂.



Рис. 6.54. Спектральна залежність відносної відбивної здатності (1,0 відповідає λ = 560 нм) для (зверху вниз) Умбріеля, Тритона, Аріеля, Титанії та Оберона



Рис. 6.55. Нормований на одиницю спектр (зверху вниз) Аріеля, Умбріеля, Титанії й Оберона

Виявилось, що інтенсивність депресій показує залежність від орбітального фазового кута і найпотужніші вони на ведучих півкулях, це чітко вказує на існування довготної залежності в розповсюдженні льоду CO_2 й H_2O , амплітуда варіацій поглинання зменшується з віддаленням від планети (наприклад для Аріеля вона рівна 93,4%, для Умбріеля 69,47% і Титанії 34,13%), що, найімовірніше, слід пов'язувати із взаємодією з магнітосферною плазмою Урана.

Хоча можуть бути й інші причини: магнітосферне постачання вуглистих частинок пилу з кілець на льодяну поверхню, постачання темних частинок прямо з кілець Урана, які стають електрично зарядженими під дією сили Лоренца в магнітному полі планети, посилене кратероутворення на лідируючій півкулі через підвищене метеороїдне бомбардування внутрішніх супутників з вищою середньою ударною швидкістю. Відкриття льоду CO₂ на поверхні Аріеля підняло ряд питань щодо його походження і відносної долі присутності цього льоду, віку поверхні, переробленої бомбардуванням метеороїдами, або енергійними частинками в потужній магнітосфері, можливого джерела і механізмів поповнення поверхні льодом CO₂, а також щодо співставлення механізмів сублімації і метеороїдного бомбардування, радіолітичної хімії складових поверхні тощо.

Хоча за наземних спостережень інтервал сонячних фазових кутів всього $\alpha \leq 3^{\circ}$, але й у ньому виявлено потужний опозиційни ефект (рис. 6.56), який найімовірніше зумовлений когерентним механізмом.

За даними КА «Вояджер-2» оцінено температуру у підсонячній точці для Міранди в $T = 86 \pm 1$ К та Аріеля в $T = 84 \pm 1$ К.



Рис. 6.56. Фазова залежність відносної інтенсивності супутників Оберон, Нереїда, Аріель, Титанія та групи супутників Порція

6.3.5. Супутники Нептуна

Незважаючи на те, що довкілля Нептуна також вивчалось не лише наземними, а й позаатмосферними (з КА «Вояджер» та КТХ) засобами, його супутники досліджені найменше. Виняток становить **Тритон** (рис. 6.57), на якому наземна спектрофотометрія виявила смуги поглинання метану, інтенсивність яких мінялася в часі, це було приписано його атмосфері. Передані КА зображення інших супутників вказали, що їх поверхневий шар також має складну насичену кратерами структуру (рис. 6.58 праворуч). Нижче обмежимося даними лише для Тритона. Навколо Нептуна він обертається по коловій орбіті з періодом 5,88 діб і знаходиться в синхронному обертанні (обернений до Нептуна одним і тим же боком), площина його орбіти нахилена до екваторіальної площини планети на кут 23°. Через велику густину (2,05 г/см³) допускають, що в нього мусить бути потужне ядро з твердих порід (можливо навіть металеве), яке вміщує до двох третин маси супутника. Поверхнева температура ~38 К.



Рис. 6.57. Ліворуч – зображення південної приполярної області Тритона; праворуч – водяні гейзери на Тритоні



Рис. 6.58. Ліворуч – можливе замерзле озеро на Тритоні, праворуч – супутник Нептуна Нереїда

Своїм розміром, структурою та іншими властивостями Тритон дуже схожий на карликову планету Плутон. На його зображенні виявлено величезні крижані скелі, темні смуги вулканічного походження і тріщини шириною ~ 30 км і довжиною до 1000 км. Загалом рельєф поверхні нагадує вкриту кратерами сітку поперечником у 20-30 км і валами висотою до 300 м. Сюрпризом стало зображення південного полюса (рис. 6.57), який тривалий час був повернений до Сонця і який оточувала яскрава полярна шапка з дуже високою яскравістю (альбедо до 95%), вона займала майже половину поверхні супутника. На її дуже світлій поверхні було відмічено велику кількість темних вкраплень, з яких угору тягнуться струмені темної речовини. Вони виявились газовими гейзерами, які сягали висоти 8 км, вище вони змінили кут нахилу майже на 90° і перетворилися спочатку в невеликі густі темні хмари, а потім витягнулися в широкі горизонтальні шлейфи в західному напрямку довжиною понад 150 км. Такий дивний різкий злам гейзерних викидів може говорити про те, що на висоті ~ 8 км знаходиться тропопауза в атмосфері супутника, вище котрої дмуть сильні вітри.

Завдяки особливості характеристики орбіти Нептуна і Тритона ця область до моменту спостереження постійно освітлювалася Сонцем протягом майже 100 років, тому причиною такої активності якраз і вважають нагрівання Сонцем; саме воно, скоріше всього, зумовлює плавлення азотного льоду на деякій глибині під поверхнею, де є також водяний лід і метанові сполуки темного кольору. Тиск такої газової суміші, що виникає в глибинному шарі за температури +4°С, буде цілком достатнім для того, щоб викинути газовий фонтан. Виявилось, що в цій області зовсім немає ударних кратерів, це може свідчити про її відносну молодість. Таким чином, Тритон долучився до Землі, Венери, Іо, Титана та Енцелада, на яких і зараз проявляється вулканічна активність, але його природа суттєво відрізняється. Якщо виверження на Землі й Венері складаються з гірського матеріалу, на Іо – з сірки і/або сірчаних з'єднань, то на Енцеладі й Тритоні – це своєрідні гейзери.

Зараз прийнята наступна історична модель Тритона. Тоді, коли супутник був ще досить теплим, над його кам'янистим ядром з діаметром біля 2000 км знаходився величезний глибокий океан з води, який при охолодженні поступово замерзав і створив льодяну оболонку товщиною понад 180 км над водяним океаном протяжністю ~ 150 км, вода в ньому насичена аміаком, метаном і різними солями. Льодяна кора такого океану знаходиться під впливом істотної механічної напруги, через це в корі супутника часто виникають тріщини великого розміру, сліди від них якраз і перетинаються на поверхні під різними кутами. На поверхні Тритона повинен лежати сніг, в основному з азоту, товщина якого може перевищувати 6 м. Спектрофотометрія Тритона виявила потужний опозиційний пік яскравості при $\alpha \leq 1^{\circ}$ і слабко виражену залежність від орбітального фазового кута, ведуча півкуля яскравіша веденої на $\approx 6\%$. В ультрафіолетовій ділянці спектра практично відсутня спектральна залежність значення геометричного альбедо (рис. 6.59).



Рис. 6.59. Спектральна залежність геометричного альбедо A_g Тритона в УФ променях

Спектрофотометрія в довгохвильовій ділянці спектра виявила багато смуг поглинання різної потужності, які були ототожнені з метаном ($\lambda = 0,887$, 1,663, 1,719, 1,790, 2,200, 2,316, 2,371 мкм), азотом ($\lambda = 2,148$ мкм), CO ($\lambda = 1,578$, 2,352 мкм), ¹³CO ($\lambda = 2,404$ мкм) та CO₂ ($\lambda = 1,577$, 1,610, 1,966, 2,012 і 2,070 мкм), які добре погоджуються зі спектром цих хімічних елементів в газоподібному і конденсованому стані. Якщо детальна ультрафіолетова спектрофотометрія Тритона в діапазоні $260 \le \lambda \le 320$ нм не виявила характерних для газу ліній, то на коротших λ були виявлені емісії: N₂ c'₄ ¹ Σ^+ _u \rightarrow ¹ Σ^+ _g (0,1) при $\lambda = 98,1$ нм з інтенсивністю 3-5 Релей, NII (³P← ³D⁰) при $\lambda = 108,5$ нм з інтенсивністю 2-8 Релей та HI (²S← ²P⁰) при $\lambda = 121,6$ нм з інтенсивністю 110 Релей вдень і менше 90 Релей вночі.

Крім цього, на переданих КА «Вояджер» зображеннях за межею термінатора чітко простежувався вузький яскравий обідок і численні локальні хмаринки. Аналіз цих даних щодо ослаблення блиску Сонця під час його заходу за диск Тритона в далеких УФ променях (57-124 нм) не суперечив тому, що основною складовою атмосфери є молекулярний азот, а метан – лише в

невеликій кількості. Відносна концентрація останнього, за попереднім аналізом результатів експерименту з радіозатемнення КА, оцінюється приблизно в 0,0001, атмосферний тиск в 16 ± 3 мбар, температура в 48 ± 5 К. Дещо менше значення (T ≈ 42 K) отримано з аналізу даних для спектрального діапазону 200-350 см⁻¹ при тиску від 14 до 19 мбар. Не виключена й наявність зміни температури з часом.

Експерименти радіозатемнення КА «Вояджер-2» при $\lambda = 3,6$ і 13 см вказали на існування навколо Тритона на висоті близько 340 км іоносфери з концентрацією 46·10⁹ електронів в 1 м³ і дозволили оцінити атмосферний тиск біля поверхні ($p = 1,6 \pm 0,3$ Па) та еквівалентну ізотермічну температуру (T = 48 ± 5 К), що також трактується на користь азотної атмосфери; відносна концентрація метану оцінена в 10^{-4} . Приблизно такі ж результати (T = 47 ± 1 K, $p = 1.4 \pm 0.1$ Па) було отримано з аналізу одночасних наземних спостережень на багатьох телескопах ефекту затемнення різних зірок в 1993-1995 рр. при Незалежна оцінка температури була злійснена співставленні спостережного і модельно розрахованого контуру смуги поглинання азоту при $\lambda = 2,148$ мкм, з якого випливає, що найкраще погодження має місце при 35,7 < T < 38,9 К. Атмосфера Тритона є газоаерозольною зі значенням оптичної товщини 0.063 при $\lambda = 410$ нм і 0.034 при $\lambda = 560$ нм. Вважається, що розмір частинок не менший 0,2 мкм.

6.4. Малі планети – астероїди

Кількість доступних для спостереження із Землі астероїдів, для яких визначено орбіту і їм присвоєно порядковий номер, на 6.09.2011 складало 560021, а їх розмір знаходиться (за різними пропозиціями) в межах від 10-50 м до 544-1000 км. Серед астероїдів головного поясу кількість астероїдів з діаметром > 200 км становить всього 30 і деякі з них занесено в табл. 6.10.

Розподіл кількості астероїдів за розміром N(D) описується виразом

$$N(D) = a \cdot D^{3(1-b)}, \tag{6.12}$$

де а – стала, b – змінний параметр, значення якого $1,58 \pm 0,25$ для D > 260 км (11 астероїдів), $2,02 \pm 0,14$ для 248 > D > 130 км (107 астероїдів). Висловлено допущення, що астероїди з діаметром 260 > D > 248 км знаходяться у так званій перехідній області, яка відділяє первинні астероїди від продуктів їх дроблення.

Справа в тому, що згідно теоретичного моделювання, процеси акреції дають $b = 1,65 \pm 0,11$, тоді як процес подрібнення при зіткненні зумовлює збільшення величини b. Поряд з астероїдами головного поясу (рис. 6.60, 6.61),

існують астероїди, орбіти яких заходять усередину орбіти Меркурія і виходять у зовнішню частину Сонячної системи.

Назва	Тип	D, км	Астероїд	Тип	D, км
1 Ceres	G,Cg,	975	24 Themis	С	249
	Cgh				
2 Pallas	В	582	3 Juno	S	249
4 Vesta	V	578	16 Psyche	М	249
10 Hygea	С	407	13 Egeria	С	245
704 Interamnia	F	338	216 Kleopatra	M(Xe)	236?
511 Davida	С	335	165 Loreley	С	228
65 Cybele	С	311	19 Fortuna	С	226
52 Europa	С	291	7 Iris	S	222
451 Patientia	С	281	532 Herculina	S	219
31Euphrosyne	С	270	250 Bettina	М	211?
15 Eunomia	S	261	702 Alauda	В	217
324Bamberga	С	256	747Winchester	С	208
107 Camilla	C	252	423 Diotima	С	209
87 Sylvia	Х	251?	386 Siegena	С	203
45 Eugenia	F	250	375 Ursula	С	200

Таблиця 6.10. Список найбільших астероїдів головного поясу

В 1901 р. Ч. Андре, виходячи з подібності кривих блиску астероїда (433) Ерос і змінних зірок, які зумовлені взаємним затемненням, висловив припущення про його подвійність, хоча кратність астероїдів було виявлено значно пізніше.

5 березня 1976 р. при спостереженні покриття зорі γ Cet астероїдом 6 Геба одночасно на двох обсерваторіях (в Мехіко, Мексика і в Техасі, США) було зареєструвано короткочасне повторне «щезнення» зорі, що дало підставу запропонувати гіпотезу про існування у Геби супутника.

7 червня 1978 р. при спостереженнях покриття астероїдом 532 Геркуліна зорі SAO 120774 на трьох обсерваторіях і 11 грудня 1978 р. астероїдом 18 Мельпомена зорі SAO 114159, двома групами спостерігачів також вдалося зареєструвати повторне зменшення блиску зорі, що приписали супутникам цих астероїдів: 1978(18)1 та 1978(532)1. У кінці 1979 р. на отриманих з 0,6-м і 1-м телескопах зображеннях в Китаї виявили подвійність астероїда 9 Метіс. Різниця блиску компонентів склала 2 зоряні величини при кутовій відстані ~ 1", що при відстані астероїда від Землі на 1,23 а. о. відповідає 1000 км.



Фото. Положення відомих об'єктів внутрішньої частини Сонячної системи за станом на 20 липня 2002 р.: зеленим кольором позначено астероїди головного поясу, червоним – близькоземні астероїди, синім – комети

Це активізувало спостереження таких ефектів щодо інших астероїдів, у тому числі й методами радіолокації та спеклінтерферометрії. Внаслідок цього,

- 443 -

не лише були виявлені супутники біля інших астероїдів, але й знайдено тіла, навколо яких обертається по два і три супутники, тому в подальшому стали говорити не про супутники астероїдів, а про їх кратність. Так в 2001 р. за допомогою телескопа з адаптивною оптикою Кек II і 8-м телескопа в Чилі навколо астероїда 87 Сільвія було виявлено два супутники – Ромул і Рем.



Рис. 6.60. Розподіл кількості (N) класифікованих астероїдів головного поясу від великої півосі їх орбіти (A) за станом на 02.01.2010



Рис. 6.61. Залежність кількості (N) астероїдів головного поясу від нахилу їх орбіти (Ω) за станом на квітень 2006 р.

- 444 -

1968 р. перші РЛ спостереження показали, що близько 10% спостережуваних тіл давали ознаки подвійності. Оскільки згідно з РЛ експериментами астероїд 4179 Тутатіс виявився утвореним ніби з двох брил (розміром 2 і 3 км), то для такого класу астероїдів було введено термін контактно-подвійні (рис. 6.62). Він обертається дуже складним чином, тому його форма і характер обертання може бути результатом зіткнення з іншим тілом.



Рис. 6.62. Ліворуч – зображення астероїда 4179 Тутатіс, праворуч – його комп'ютерна модель

Остаточну крапку в дискусії про кратність астероїдів чи наявність біля них супутників поставило виявлення супутника Дактиль біля астероїда 243 Іда на отриманих 17 лютого 1994 р. КА «Галілео» зображеннях з відстані 11 000 км; одне з них показано на рис. 6.63. Цей астероїд має розмір $56 \times 24 \times 21$ км і вкритий кратерами, супутник виглядає квазісферичним з розміром 1,6×1,4 км і віддалений від головного тіла приблизно на 100 км. Зараз кількість кратних астероїдів і астероїдів із супутниками досить значна, загальний їх список, який постійно поповнюється, можна знайти на сайті http://www.johnstonsarchive.net/astro/astmoontable.html.



Рис. 6.63. Іда і її супутник Дактиль

Спектральна класифікація астероїдів. Незважаючи на увагу, яка приділяється вивченню оптичних властивостей астероїдів, але через їх чисельність всебічно вивченими можна вважати дуже обмежену їх кількість. Для характеристики загалу астероїдів використовується їх класифікація на типи, тобто розподіл астероїдів за кореляційними співвідношеннями оптичних характеристик. Зараз вони класифікуються на A, B, C, D, E, F, G, J, K, M, L, O, P, Q, R S, T, V та X типи.

Коротко зупинимося на історії і методиці такої класифікації.

Аналізуючи результати UBV фотометрії М. Кітамура запропонував, що за кореляційним співвідношенням показників кольору U-В та В-V досліджені астероїди можна поділити на два, пізніше на 3 і навіть 4 досить відмінні один від одного класи. Впровадження поляризаційних і спектрофотометричних (в інтервалі довжин хвиль 0,3-1,0 мкм) спостережень розширило вже до п'яти кількість характеристик, між якими активно досліджувались кореляційні співвідношення: показники кольору U-B і B-V, вигляд спектру, геометричне альбедо, максимальну ступінь від'ємної поляризації Р_{тіп} у візуальних променях тощо. За цими параметрами було показано, що кореляційні співвідношення для двох найчисельніших за кількістю астероїдів класів дуже близькі до відповідних співвідношень для карбонатних і силікатних метеоритів. Тому ці класи було позначено відповідними символами S (silicaseus) і C (carbonaceous), а астероїди, які входять до цих класів, стали називати астероїдами S-(рис. 6.64) та С- (рис. 6.65) типу. Долучення ще й даних про відносну відбивну здатність астероїдів у фільтрах R і B (для стандартної системи фільтрів UBVR) і про глибину смуги поглинання R_v в довжині хвилі 0,98 мкм показало, що із 110 досліджених астероїдів до S- і C класів відноситься більше 90%, некласифіковані 10% тоді були названі U-типом (тобто, поки що невідомим).

У подальшому було виокремлено ще Е-, М- (метали), R-, F-, P- і Dтипи. Відзначимо, що зустрічаються випадки, коли один і той же астероїд може за різними ознаками відноситися до різних типів. Так наприклад карликову планету Церера віднесили і до С-, і до G-типу. Новий поштовх до подальшого збільшення типів при класифікації дала фотометрія в системі фільтрів JHK у ближній інфрачервоній ділянці спектра. Так, було виявлено, що астероїди R-типу за IЧ кольорами займають дві чіткі ділянки, а саме: JHK й UBV кольори та альбедо у більшості з них попадають у ті ж ділянки, що й для астероїдів S-типу, невелика їх кількість явно виокремлюється своїми властивостями і створює новий A-тип. Дещо інші дані були отримані для 151 астероїда (в тому числі й для 13, які наближаються до Землі) всіх композиційних типів: на діаграмах «J-H» і «H-К» астероїди C-, S- (крім 354 Елеонора), E- та A-, D-типів виділяються в чіткі компактні групи, тоді як астероїди M-типу мають в 2,5-3 рази більший діапазон зміни кольору «H-К», ніж для С-, S- та інших типів. 10 з розглянутих астероїдів було запропоновано поділити ще й на підтипи: RS, CG, CF, FC, CP, PC, EMP, DP, BCF тощо.



Рис. 6.64. Відносні спектри чотирьох астероїдів S-типу нормовані на значення блиску при довжині хвилі 0,55 мкм



Рис. 6.65. Відносні спектри чотирьох астероїдів С- та F- типів нормовані на значення блиску при довжині хвилі 0,55 мкм

Відмінності спектрального розподілу відносної відбивної здатності для астероїдів різних типів можна прослідкувати на рис. 6.64-6.69.

Не виключено, що геометричне альбедо астероїдів залежить від нахилу їх орбіти, дещо зменшуючись зі збільшенням нахилу.



Рис. 6.66. Відносні спектри чотирьох астероїдів М-типу нормовані на значення блиску при довжині хвилі 0,55 мкм



Рис. 6.67. Відносні спектри чотирьох астероїдів Е- та Т- типів нормовані на значення блиску при довжині хвилі 0,55 мкм



Рис. 6.68. Відносні спектри двох астероїдів V- і R- типів нормовані на значення блиску при довжині хвилі 0,55 мкм



Рис. 6.69. Відносні спектри двох астероїдів А-типу нормовані на значення блиску при довжині хвилі 0,55 мкм

Фазова залежність блиску і ступеня поляризації. Максимальне значення сонячних фазових кутів, які доступні при наземних спостереженнях астероїдів різних поясів міняються від $\approx 1,4^{\circ}$ для далеких транснептунових об'єктів (THO) до більше 100° для астероїдів, які наближаються до Землі. Це дозволяє створити уявлення про синтезовані фазові залежності для широкого інтервалу фазових кутів α . За даними численних досліджень виявилось, що для переважної більшості астероїдів, подібно до інших безатмосферних тіл, фазова залежність блиску показує чітко виражений ефект опозиції, а на фазовій залежності ступеня лінійної поляризації – присутність гілки від'ємної поляризації; причому їх загальний вигляд для астероїдів різних типів – різний (рис. 6.70). Виявлено також астероїди (наприклад 588 Ахіллес), в яких практично відсутній ефект опозиції блиску.



Рис. 6.70. Фазова залежність блиску деяких астероїдів (ліворуч) і лінійної поляризації (праворуч) астероїдів С-, М-, S-, V- і Е- типів

Нижче відмітимо деякі узагальнюючі характеристики і принципово нові результати.

1. Для багатьох астероїдів (наприклад, 4179 Тутатіс) положення площини поляризації ψ не відповідає ні додатній, ні від'ємній поляризації, тобто значення 0° < ψ < 90°, або 90° < ψ < 180° (на це вперше звернули увагу Зельнер і Градіс) і міняється з періодом обертання астероїда.

2. Виявлено поступову переорієнтацію положення площини поляризації при переході фазової залежності через точку інверсії, що в середині 1960-х рр. було виявлено при дослідженні земних зразків (п. 1.10).

3. Залежність блиску від орбітального фазового кута для різних астероїдів також сильно може різнитися (рис. 6.71, 6.72).

4. Для деяких астероїдів (наприклад 4 Веста) зареєстровано довготну залежність ступеня лінійної поляризації (Р) і виявлено зміну площини поляризації в межах 4° при осьовому обертанні.

5. Подібно до супутників планет, геометричне альбедо астероїдів у візуальних променях знаходиться в широких межах, що особливо притаманне транснептуновим тілам.



Рис. 6.71. Крива блиску астероїда Ерос та (U-B) і (B-V) колоріндекси





Рис. 6.72. Крива блиску астероїда 1952 Поснанія

Теплові та радіолокаційні спостереження використовуються (див. п. 3.2) для визначення розміру астероїдів, що базується на одночасних спостереженнях у візуальній і в тепловій ділянці спектра (як правило, на довжині хвиль 10 і 20 мкм). Оскільки астероїди часто мають складні криві блиску, то це не може не проявитись і в теплових властивостях, що можливо й відображають приведені в табл. 6.11 оцінки температури Т_я у різні роки при $\lambda = 8,7$ мм. Як і в оптичному діапазоні, різним астероїдам притаманні дещо відмінні теплові спектри (рис. 6.73).



Кентавра

Рис. 6.73. трьох астероїдів i 8405 Асболус, отримані космічним телескопом «Spitzer»

Таблиця 6.11. Яскравісна температура астероїдів при довжині хвилі 8,7 мм за різні дати спостережень

Астероїд	Дата	Τ _я , К
1 Церера	січень 2003 р.	134
	січень 2004 р.	147
	травень 2004 р	142
2 Паллада	січень 2003 р.	174
	травень 2003 р.	169
	січень 2004 р.	187
3 Юнона	травень 2004 р.	146
4 Веста	січень 2003 р.	132
	травень 2003 р.	161
	травень 2004 р.	173
12 Вікторія	травень 2003 р.	188
85 Io	травень 2003 р.	204
	травень 2003 р.	211
511 Давида	січень 2003 р.	234
	травень 2003 р.	162
	травень 2004 р.	140

Природа поверхневого шару. Подібно до інших безатмосферних тіл, висновки про можливу природу і мікроструктуру поверхневого шару астероїдів робляться за даними про спектральну відбивну здатність від далекого ультрафіолету до ближньої ІЧ ділянки, про теплове випромінювання в далекому ІЧ і радіодіапазоні, а також за результатами РЛ експериментів. Перераховані вище типи астероїдів лише в окремих випадках можна відносити до умовно сферичних, тоді як більшість, подібно до супутників Марса і дрібних супутників планет-гігантів, – є уламками неправильної форми. В їх спектрі найпомітнішими є депресії, які належать піроксену ($\lambda = 0,8-1,0$ мкм) і його суміші з олівіном ($\lambda \approx 2$ мкм). Крім того, в діапазоні $\Delta\lambda$ 320-750 нм виявлені досить вузькі та достатью глибокі смуги поглинання катіонів різних металів, а саме: у спектрі 4 Вести (**V**-тип) катіон Fe²⁺, 1 Церери (**G, Cg**-тип) – Ni²⁺, Fe³⁺, Fe²⁺, 3 Юнони (**S**-тип) – Fe²⁺; притаманна гідратованим силікатам смуга Fe²⁻ була знайдена у Паллади.

Оскільки вважається, що астероїди (та ще комети) є батьківськими тілами для метеоритів, то висновки про мінералогію астероїдів базуються

переважно на порівнянні спостережного спектра (або колоріндексів) астероїдів з таким ж даними, отриманими при лабораторному дослідженні різних метеоритів. За складом метеорити діляться на такі, які складаються в основному: 1) із залізомагнезієвих силікатів: олівінів і піроксенів різного складу (від майже чистого фаяліту і ферросиліту, що не містять магнію, до майже чистого форстеріту й енстаніту, що не містять заліза), які присутні у кристалів вигляді дрібних чи v вигляді скла. зазвичай частково перекристалізованого; 2) нікелисте залізо, яке є твердим розчином нікелю в залізі з різним вмістом нікелю (від 6% до 50%), хоча зрідка зустрічається й безнікелеве залізо; 3) іноді в значній кількості присутні сульфіди заліза; 4) інші мінерали знаходяться в дуже малій кількості.

Найпоширеніші серед метеоритів так звані хондрити. Це кам'яні метеорити від світлосірого до дуже темного забарвлення зі структурою, що містить округлі зерна (хондри), які іноді добре видимі на поверхні розлому; їх розмір – від мікронів до майже сантиметра. Вони займають значну частину об'єму метеорита (іноді до його половини) і слабо зцементовані міжхондровою речовиною. Складаються вони, в основному, із залізо-магнезіальних силікатів, містять аілодисперсне нікелисте залізо, сульфіди й інші мінерали. З приводу походження хондр існує багато спірних гіпотез. Розрізняють НН, Н, L і LLхондрити з дуже високим, високим, низьким і дуже низьким вмістом вільного заліза, тому при переході від одного класу до іншого зменшується загальний вміст заліза. Виділяють ще групу **Е**-хондритів, у яких майже все залізо знаходиться у вільному стані.

Деякі з астероїдів є більше як на 50% металічними (16 Психея, 21 Лютеція, 89 Юлія тощо), реальність чого підтверджують залізні метеорити. Таким був відомий Сіхоте-Алінський метеорит, який 12 лютого 1947 р. упав в усурійській тайзі в Приморському краї: металева глиба діаметром кілька метрів і масою біля 1000 тон влетіла в атмосферу Землі із швидкістю ~ 15 км/с; значна частина матеріалу випарувалася та оплавилася і лише близько 100 тон розвалилося й усіяло залізними осколками кілька квадратних кілометрів земної поверхні. На даний час зібрано біля 40 тонн таких уламків.

Вважається, що до С-типу належить більше 75% відомих астероїдів, які є надзвичайно темними (з альбедо 0,03-0,09) так званими вуглецевими астероїдами, які населяють зовнішню область головного поясу. До S-типу належить майже 17% всіх астероїдів з альбедо в межах 0,10-0,22, за складом – це металеві тіла (суміш залізонікелю, заліза, силікату і магнію). До M-типу відноситься більшість залишку ($\approx 8\%$) астероїдів з альбедо 0,10-0,18, які є практично залізонікелеві. Існує біля двох десятків інших набагато менш репрезентативних типів астероїдів.

Структура та оптична неоднорідність диска астероїдів. Орбітальні криві блиску зумовлюються формою астероїдів, асиметричністю розташування на орбіті, оптичною неоднорідністю поверхні тощо, але окрмі чинники важко лише за фотометричними спостереженнями. Виявлення орбітальної зміни кольору вказало на асиметричність розташування оптичних неоднорідностей, що пов'язано зі спектральною залежністю долі багаторазового розсіяння (хоча у випадку високоальбедних тіл і тут деякий внесок може відігравати форма тіла).

До речі, саме ефектом багаторазового розсіювання можна пояснити відзначені вище дані про специфічну орієнтацію площини поляризації та її варіації при обертанні. Так, наприкінці 1970-х років при дослідженні 24 астероїдів у 6 (3 Юнона, 4 Веста, 6 Геба, 71 Ніобея, 349 Дембовська та 944 Гідальго) при обертанні було виявлено зміну кольору (В-V), що перевищувала 0,03^m, в 1980-х роках – у астероїда 4 Веста і деяких інших – виявили ще й зміну ступеня поляризації. Остаточну крапку в питанні наявності оптично неоднорідних деталей поклало виявлення орбітальної залежності ступеня поляризації. На оптичну неоднорідність вказали ще й дані про зміну профілю першої смуги поглинання піроксену ($\lambda \approx 900$ нм) при обертанні 4 Веста. Значний прогрес внесла спеклінтерферометрія, спостереження на телескопах з адаптивною оптикою, з КТХ та РЛ спостереження. Так, розпочаті в середині 1990-х років спостереження 4 Веста не лише підтвердили його еліпсоїдну форму, але й виявили деталі різної яскравості на диску та дозволили побудувати карту альбедо поверхні.

Аналіз вже перших РЛ спостережень в 1968 р. астероїда 1566 Ікар при $\lambda = 3,82$ см вказав на досить сильно витягнуту його форму (радіуси в межах 0,3-0,6 км) і низьку ефективну відбивну здатність ($\approx 0,05$) та дозволив оцінити розмір деяких кратерів. Наприклад, як видно з рис. 6.62, поверхня астероїда Тутатіс вкрита численними кратерами з розміром від 100 до 600 м (при розмірі астероїда 1,92×2,40×4,60 км). Ці дані використовувалися для оцінки ще й інших параметрів, наприклад, поверхневий шар 1627 Івар виявився дуже гладким, для 4660 Нерей (розмір 510 ± 20 м, 330 ± 20 м, 241 (+80, -10) м, оптичне альбедо 0,55 ± 0,17) при довжині хвилі 13 см оцінено $\mu_c = 0,74 \pm 0,08$, для 7822 (1991 CS) – $\mu_c = 0,28 \pm 0,01$. У подальшому виявилося, що для 37 астероїдів різного типу значення μ_c знаходиться в межах від 0 (для астероїдів 46 Hestia, 78 Diana, 192 Nausikaa, 694 Eckard) до 0,37 (для 532 Herculina).

Безумовно, найдостовірнішу інформацію про поверхню несуть отримані при прольоті КА біля астероїдів зображення. Вперше це було здійснено 29 жовтня 1991 р. коли КА «Галілео» передав на Землю зображення астероїда 951 Гаспра з відстані 16 200 км, розмір якого виявився рівним 8,9×10,5×18,2 км і на ньому було виявлено численні кратери (найбільший з яких має розмір 12,4 км) та інші утворення; З з них рішенням МАС були названі Yeates region (дуже плоска ділянка розміром 7×8 км з центром на 45° пн. ш. і 90° зх. д.), Dunne region (дуже плоска поверхня розміром 5×7 км з центром на 20° пн. ш. і 25° зх. д.) та Neujimin region (велика увігнута западина розміром 9 км і глибиною 1 км з центром на 10° пд. ш. і 85° зх. д.).

Астероїд 243 Іда (рис. 6.63) (розміром 56×24×21 км) також вкритий кратерами з великим різноманіттям розміру, навколо багатьох з них помітно яскравий обідок, найбільший кратер має діаметр 31,4 км. КА «Кассіні» на своєму шляху до Сатурна сфотографував невеликий астероїд Мазурський і вперше визначив його розмір (діаметром 15-20 км), зонди «Deep Space 1» і «Stardust», що направлялися на зустріч з кометами, пройшли поблизу астероїдів Брайль та Аннафранк, передавши на Землю їхні фото.

КА «NEAR» (Near Earth Asteroid Rendezvous – зустріч із навколоземним астероїдом) на шляху до астероїда 433 Ерос (рис.6.74 ліворуч) пройшов біля астероїда С-типу Матильда діаметром 52 км (рис. 6.74 праворуч) та визначив період його обертання навколо власної осі 418 годин і альбедо ~ 0,04. КА наблизився до астероїда 27 червня 1997 р. і передав 534 зображення, на яких виявлено численні кратери з розміром від 0,5 до 30 км. На 60% сфотографованої поверхні виявлено 5 кратерів з діаметром більше 20 км. За викликаним гравітаційною взаємодією ефектом Доплера визначили масу астероїда і середню густину (~ 1 г/см³), що дозволило його представити у вигляді упакованої купи уламків, скріплених льодом. 10 січня 1999 р. КА «NEAR» наблизився до астероїда Ерос (рис. 6.74 ліоруч) розміром 35 км уздовж головної осі (перигелійна та афелійні відстані 1,13 і 1,78 а. о., нахил орбіти близько 11°, період обертання навколо Сонця 1,78 років).



Рис. 6.74. Зображення астероїда Ерос (ліворуч) і Матильда (праворуч)

Після поступового наближення до його поверхні на відстань 24 км і детального її фотографування, було вирішено посадити апарат на астероїд (хоча первинною програмою польоту цього не передбачалося). Під час подальшого зближення з астероїдом були отримані унікальні знімки, останній – з висоти всього 128 м (рис. 6.75), на яких розрізняються деталі розміром до 1 см. Виявилось, що кратери, каміння й дрібнозернистий грунт між ними за структурою приблизно такі ж, як і на Місяці.

12 лютого 2001 р. о 19:44:35 UT на швидкості 1,9 м/с КА досяг поверхні Ероса і безпосередньо на поверхні вперше дослідив хімічний склад речовини; гамма-спектроскопія, яка велась до моменту 00:00 UT 1 березня 2001 р., виявила хімічні елементи що є основними складовими грунту Ероса.



Рис. 6.75. Фотомонтаж зображення Ероса, на якому останній знімок з висоти 128 м (ліворуч) показує деталі розміром у кілька сантиметрів

Унікальний експеримент здійснило космічне агентство Японії, відправивши 9 травня 2003 р. в політ зонд «Науаbusa» (Сокіл) до відкритого в 1998 р. маленького (діаметром ≈ 600 м) астероїда S-типу 25143 Ітокава, орбіта якого розташована недалеко від орбіти Землі. Зонд підлетів до астероїда в середині 2005 р. й почав його вивчення з орбіти з відстані близько 20 км (рис. 6.76, 6.77), через 3 місяці почалося їх поступове зближення. Потім «Науаbusa» завис на відстані кількох метрів над поверхнею і вистрілив у нього кулею масою кілька грам. Викинуті пострілом частинки ґрунту потрапили в раструб спеціального пристрою, що втягнув його у розташований всередині станції контейнер. Таким способом на одній з рівнинних ділянок, що отримала назву моря Муз, вперше було зібрано зразки грунту цього астероїда, які 13 червня 2010 р. о 14 годині 56 хвилин UT двадцятикілограмовою спеціальною капсулою на парашуті було доставлено на Землю.

Це дасть змогу пролити світло на чималу кількість загадок, пов'язаних з такими цікавими об'єктами як астероїди.



Рис. 6.76. Крупномасштабні панорами поверхні астероїда Ітокава з КА «Хаябуса»



Рис. 6.77. Стереозображення, що показує рівнинну ділянку на астероїді Ітокава, названу «MUSES-C», розміщену в долині між двома частинами, що отримали назви Голова (нижня частина) і Тіло (верхня частина)

6.5. Карликові планети та об'єкти поясу Койпера

В табл. 6.12. приведені найбільші з відомих транснептунових об'єктів, частина з яких є карликовими планетами.

Карликові планети. В табл. 6.13 представлено основні характеристики деяких карликових планет.

Плутон. Завдяки великому ексцентриситету в деякі періоди він буває навіть ближчим до Сонця ніж Нептун. У 1978 р. Д. Крісті виявив асиметричний вигляд зображення Плутона, що дало підставу допустити наявність у нього супутника, що було у подальшому підтверджено. Супутник назвали Харон (відповідно до грецької міфології таким було ім'я перевізника душ у царство Плутона (Аїда) через ріку Стікс) і він має такі характеристики: діаметр 1207 км, маса ~ 1/30 маси Плутона, відстань від центра Плутона близько 20 000 км, період обертання 6,387 земних діб. Таким чином Плутон і

Харон обертаються як ціле, синхронно і тому вони розглядаються як подвійна система карликових планет.

Nº	Назва (позначення)	Розмір
		(км)
(136199)	Eris (ТНО розсіяного диска)	2326 км
(134340)	Pluto (2:3 резонанс з Нептуном, плутіно)	2322 км
(90377)	Sedna (об'єкт пояса Оорта?)	<1500 км
(136472)	Makemake (класичний THO)	1500 км
(136108)	2003 EL61, Хаумеа (ТНО розсіяного диска)	1960 км
(84522)	2002 ТС302 (2:5 резонанс з Нептуном)	1150 км
(50000)	Quaoar (класичний THO)	1200 км
Charon	(супутник Плутона, плутіно)	1212 км
(90482)	Orcus (2:3 резонанс з Нептуном)	910 км
(19308)	1996 TO66 (класичний THO)	900 км
2007	UK126 (ТНО розсіяного диска)	880 км?
(174567)	2003 MW12 (класичний ТНО)	840 км?
2005 UQ513	(к'юбівано)	840 км?
2005 QU182	(ТНО розсіяного диска)	800 км?
(20000)	Varuna (класичний THO)	800 км
(55565)	2002 AW197 (класичний ТНО)	770 км
2006 QH181	(ТНО розсіяного диска)	760 км?
(19521)	Chaos (класичний THO)	740 км
(145452)	2005 RN43 (класичний ТНО?)	730 км?
(28978)	Ixion (2:3 резонанс з Нептуном)	730 км
2002 MS4	(класичний THO)	730 км
(84922)	2003 VS2 (2:3 резонанс з Нептуном)	720 км
(55636)	2002 TX300 (класичний THO)	710 км
(24835)	1995 SM55 (класичний ТНО)	700 км
(145453)	2005 RR43 (класичний THO?)	700 км?
2003 AZ84	(2:3 резонанс з Нептуном)	690 км
(90568)	2004 GV9 (класичний ТНО)	680 км
(120178)	2003 OP32 (класичний ТНО)	670 км?
(55637)	2002 UX25 (класичний ТНО)	650 км
(42301)	2001 UR163 (ТНО розсіяного диска)	640 км?
2003 UZ413	(2:3 резонанс з Нептуном?)	610 км?
(15874)	1996 TL66 (ТНО розсіяного диска)	600 км

Таблиця. 6.12. Найбільші відомі ТНО з оціненим розміром

Дещо пізніше на отриманих з КТХ зображеннях було виявлено ще два супутники (S/2005 P2 і S/2005 P1), яким рішенням МАС затверджено міфологічні імена Нікс (Nix) і Гідра (Hydra).



Фото. Ліворуч – одне з перших зображень Плутона і Харона, отримане з телескопом обсерваторії Мауна-Кеа. Праворуч – реконструкція зображення Плутона по знімках з телескопа Хаббл



Фото. Знімки Плутона і його супутників телескопом Хаббла (зліва – направо: 11.06.2002 – коротка експозиція; 15.05.2005 і 28.05.2005 – довга експозиція).

Їх світність приблизно в 5000 разів слабша ніж у Плутона – 23^{m} , а розмір (в залежності від альбедо) оцінено у межах 46-137 і 61-167км. Вони перебувають на відстані близько 48 708 ± 600 і 64 749 ± 850 км від Плутона, їх період обертання навколо центрального тіла складає, відповідно, 24,856 і 38,206 діб. 20.07.2011 заявлено про відкриття ще одного супутника S/2011P1 розміром 13-34 км. Таким чином Плутон став першим об'єктом поясу Койпера у якого виявлено більше одного супутника, хоча згідно сучасним оцінкам, як мінімум 20% цих об'єктів мають супутник, або систему супутників. Вірогідне існування у деяких об'єктів поясу Койпера і своєрідних кілець. За даними КТХ було побудовано карту Плутона, на якій видно сніговий покров навколо північного полюса планети.



Фото. Темні області на карті вказують на забруднений водний лід, світлі – замерзлий азот; червоні – метановий лід і, можливо, іншу органіку. Найяскравіша пляма у центрі карти – це замерзлий чадний газ

Церера Плутон Хаумеа Макемаке Epic Характеристика Велика піввісь 2,77 39,439 51,544 53,075 97.56 орбіти, а.о. Ексцентриситет 0,25 0,08 0,195 0,159 0,446 Період 247.7 283.28 309.88 557 4.6 обертання навколо Сонця, роки Період 0.378 6.39 0.125 0.937 >0.33 обертання навколо власної oci, діб Нахили плошин 10,6° 122.5° 28.22° 28.96° 44.0231° орбіти до екліптики 17,2° 9 9 9 Нахил площини 4-5° орбіти до екватора Радіус, км 487 1161 980 750 ≈1350 759 498 Maca, 10²² кг $1,67 \pm 0,02$ 1.79 0.00943 0.4 0,4 2.44 1.7 2.78 1.20 ± 0.03 Густина, $\Gamma \cdot cm^3$ 2 Геометричне 0,06 ≈0.6 0.65- 0.86 ± 0.07 альбедо 0.93 Температура, К 111-60 <50 30-35 25 242 Кількість 0 4 2 ? 1 супутників

Таблиця 6.13. Характеристики карликових планет

Що стосується фазової і довготної залежностей блиску Плутона, то їм притаманні наступні властивості.

1. В межах фазових кутів 0,4° ≤ α ≤ 1,8° відсутній ефект опозиції.

2. Орбітальна крива блиску залежать від довготи центрального меридіану, її максимальна амплітуда сягає $0,22^{m}$, в різний час спостережень є різною, тоді як показник кольору практично незмінний $B-V = 0,82 \pm 0,03^{m}$.

3. Блиск і альбедо Плутона показують довгоперіодичну зміну (рис. 6.78).



Якщо довготна залежність блиску зумовлена асиметрією насиченості деталями з різною відбивною здатністю вздовж екватора, то зміна в часі – асиметрією яскравості полярних районів, нахил яких щодо напрямку на Землю міняється при русі планети по орбіті. Довготна залежність кольору може також зумовлюватись відмінністю кольору різних півкуль: ведена півкуля у видимій ділянці спектра на 25-30% темніша від ведучої і майже на 4% червоніша у системі фільтрів В й R. З аналізу кривих блиску системи Плутон-Харон було зроблено висновок, що на поверхні Плутона існує дві темні плями круглої форми на широті 23° розміром 46° і 28°, які по довготі рознесені на 134°, їх альбедо у два рази менше ніж у довкіллі.

Щодо пояснення вікових змін робиться допущення про наявність темної смуги на екваторі планети, або ж світлих полярних шапок. Для детального вивчення оптичної неоднорідності диска Плутона використовують також спостережні дані ефекту затемнення системи Плутон-Харон. Вважають, що можливий період вікових змін блиску складає 124 роки, тобто, половину періоду орбітального обертання. Оскільки зараз Плутон при орбітальному русі пройшов перигелій, де температурний режим є критичним щодо початку конденсації метану й азоту, то спостереження в такий час надзвичайно важливі.

Дослідження поляризаційних властивостей Плутона показали, що при $\alpha = 0.8^{\circ} P = (0.27 \pm 0.02)\%$ з орієнтацією площини поляризації $\psi = 156 \pm 2^{\circ}$, або $\psi = 121.9 \pm 22^{\circ}$, що сумісне з моделлю чітко вираженої асиметрії в розташуванні оптично неоднорідних деталей, в якій за рахунок багаторазового розсіяння на шершавостях поверхневого шару лімбові точки диска

характеризуються досить високим ступенем лінійної поляризації, площина якої прив'язана до радіус-вектора. Нагадаємо, що при близьких до нуля значеннях фазового кута (у випадку оптично однорідного диска, або симетричного розташування деталей з різною відбивною здатністю) ступінь поляризації буде практично нульовою, а при асиметрії їх розташування – не нульовою. Вказане вище положення площини поляризації свідчить, що світлі деталі розташовані на помірних широтах планети.

Природа поверхневого шару. Дані ІЧ фотометрії в стандартних ЈНК і двох вузькосмугових (при $\lambda = 1.55$ i 1.73 мкм) фільтрах вказують на те, що поверхневий шар Плутона повинен бути вкритий інеєм. Подальші в широкому інтервалі довжини хвиль спостереження виявили смуги поглинання при $\lambda > 600$ нм (рис. 6.79, 6.80). Смуга при $\lambda = 2,14$ мкм належить азоту N₂ при температурі 40 ± 2 K, при $\lambda = 2.35$ мкм – CO, а інші – чистому метану CH₄ та його суміші з азотом N₂. Кількісні оцінки показують, що концентрація CO і CH₄ на поверхні Плутона в 5 разів вища, ніж у згадуваного вище Тритона. Крім того, не виключається наявність C₂H₆ і C₂H₂. До того ж, високодисперсна спектроскопія виявила обертову структуру смуги поглинання метану при $\lambda \approx 1,65$ мкм. Існує гіпотеза, що Плутон, подібно деяким супутникам планет-гігантів, складається із перемішаного зі скелястими породами льоду.



Рис. 6.79. Прояв метану, азоту, CO₂ й CO у спектральному значенні геометричного альбедо (A₂) Плутона (1), Кваоара (2) і Харона (3)

Рис. 6.80. Відносна спектральна відбивна здатність Плутона (неперервна лінія 1 і точки 2 – спостереження); синтетичні спектри суміші N₂-CH₄-CO з масовим співвідношенням 1:0,01:0,002 – штрихова лінія – 3; спектр чистого метану – крива з точок 4. Всі дані нормовані на значення при $\lambda = 3,58$ мкм

Атмосфера. Плутон знаходиться приблизно в 40 разів далі від Сонця, ніж Земля, тому його середня температура становить 45 К (зимою вона може знизитись до 33 К, літом опівдні доходить до 55 К). За таких умов в атмосфері не скраплюється тільки неон, а діоксид вуглецю, метан і аміак конденсуються навіть при максимальній для цієї планети температурі; крім того, в атмосфері можуть бути незначні домішки аргону та азоту. На низьку температуру вказали IRAS вимірювання при довжині хвиль $\lambda = 25, 60$ і 100 мкм, згідно яких випромінювальній $T_{g} = 45 \text{ K}$ при здатності 0,9;радіоастрономічні спостереження при $\lambda = 1,2$ мм дали значення $T_{g} = 39 \pm 4$ К. За різними оцінками, кількість метану на промені зору змінюється в межах від 3 м-атм при тиску p = 0,01 бар до 27 ± 7 м-атм при p = 0,00015 бар. Принципово нові дані про атмосферу було отримано 9 червня 1988 і 2002 рр. за даними спостереження явища затемнення Плутоном зорі на 90-см телескопі літакаобсерваторії ім. Койпера (рис. 6.81).



Рис. 6.81. Порівняння спостережної відносної інтенсивності системи «Плутон-зоря» в період затемнення в 1988 (тонка лінія) і 2002 рр. (точки) при вході (ліворуч) та виході (праворуч) з тіні, з розрахунками для одношарової ізотермічної моделі (жирна лінія) та їх екстраполяція (штрихована лінія). По осі абсцис – відстань від центра диска Плутона в км

Порівняння розрахунків зі спостережними даними дало найкраще погодження для двошарової атмосфери з такими параметрами: відношення температури до молекулярної ваги 4,2 ± 0,4 К (нагадаємо, що це відношення

визначає газову шкалу висоти), сильно ослаблюючий нижній шар з оптичною товщиною 0,19 і шкалою висоти $H = 33,4 \pm 6,9$ км, який простягається до висоти 46 км, вище нього знаходиться чисто метанова атмосфера. Нижче рівня 1215 км від центра планети відмічається сильне зростання поглинання, яке було приписане поглинанню стратосферним туманом. За існуючого на Плутоні температурного режиму має відбуватися значна зміна в часі метанової складової атмосфери, що й відображали явища покриття в 1980-х роках. Розрахунки в моделі ізотермічної верхньої атмосфери показали, що атмосферний тиск з 1988 по 2002 рр. зріс у 2 рази, а в 2002-2007 рр. відбулася його стабілізація. З аналізу ефекту покриття було оцінено ще й градієнт температури у стратосфері (3-15) К/км і встановлено, що тропопауза досить холодна (< 38 K) і має малу протяжність по висоті.

Найдостовірнішу оцінку кількості газоподібного метану було здійснено із аналізу виявлених не менше 17 обертових ліній метану у високодисперсному спектрі, за якими вдалося визначити обертову температуру і кількість метану на промені зору: T = 90(+25,-18) K, NL = 0,75(+0,55,-0,30) см-ам для даних за 1 серпня 2008 р. і T = 80(+25,-15) K та NL = 0,65(+0,35,-0,30) см-ам – за 16 серпня 2008 р.

Щоб погодити температуру тропосфери з оцінкою обертової температури, було запропоновано модель, згідно якій джерело метану знаходиться на поверхні, а значна доля газоподібного метану – у верхній атмосфері планети. В результаті отримали, що максимальне значення висоти тропосфери не перевищує 17 км, а максимальна оцінка тиску на поверхні на час спостережень становила 24 мікробари. З урахуванням всіх неточностей атмосферний тиск на поверхні в 2008 р. міг бути 6,5-24 мікробари, а кількість метану – 0,65-1,3 см-ам.

Церера має практично кулясту форму. Є думка, що це планетний ембріон, що зупинився у своєму розвитку через вплив потужного гравітаційного поля Юпітера, яке не дозволило йому набрати потрібну кількість речовини для того щоб перетворитися в повноцінну планету. Дослідження погоджуються з моделлю, що Церера в середині має скельне ядро, яке лежить під крижаною мантією товщиною від 60 до 120 км і може містити до 200 млн. км³ води, над мантією – кора. УФ знімки з КТХ показали наявність на поверхні темної плями, яку назвали іменем першовідкривача – Піацці (Ріаzzi).

Різнотипні спостереження показали таке.

1. На фазовій залежності є ефект опозиції блиску і досить глибока гілка від'ємної поляризації.

2. Залежність блиску від довготи показує незвично низьку амплітуду зміни, на якій, окрім основного мінімуму і максимуму, відповідно на довготі

 230° і 100° , є вторинні мінімум і максимум на довготі 30° і 0° . Вторинний максимум співпадає з яскравою плямою на поверхні; саме це зумовлює низькоамплітудну зміну й у тепловій ділянці спектра.



Фото. Реконструкція зображення Церери

3. Геометричного альбедо і ступінь від'ємної поляризації залежать від довжини хвилі (рис. 6.82, 6.83).

4. У тепловій ділянці спектра при $\lambda = 10$ мкм також виявлена лінійна поляризація: при $\alpha = 3,7^{\circ}$ P = 0,22 ± 0,03% з площиною поляризації $\psi = 165 \pm 5^{\circ}$, при $\alpha = 13^{\circ}$ P = 0,60 ± 0,12% і $\psi = 137 \pm 7^{\circ}$. Це може свідчити про сферичну несиметричність природи поверхневого шару (див. розділ 3).



Рис. 6.82. Спектральне геометричне альбедо Церери за даними різних спостережень. Похибка близько 2%, 3% і 8% при λ = 535, 335 223 нм Рис. 6.83. Спектральна залежність ступеня поляризації Церери

5. Оцінка температури дає значення T = 242 ± 1 K у підсонячній точці при $\lambda = 8-13$ мкм, 195 ± 12 K при $\lambda = 60$ мкм, 137 ± 12 K при $\lambda = 3,5$ см і 111 ± 35 K при $\lambda = 2$ і 6 см.

6. За даними радіолокації при $\lambda = 12,6$ см було оцінено значення поперечного перерізу (0,04 ± 0,01) πR^2 , яке виявилось меншим, ніж у будьякого іншого небесного тіла та яке ще й змінювалось при обертанні. За формою спектра потужності сигналу було зроблено висновок, що на масштабі довжини хвилі шершавість поверхневого шару більша, ніж для Місяця і внутрішніх планет, але менша, ніж для трьох зовнішніх галілеєвих супутників.

Еріда (Еріс, 2003 UB313, 136199) є транснептуновим об'єктом, який виявили 21.10.2003 р., але до карликових планет віднесли лише через 15 місяців, коли встановили його великий розмір (в межах 2326 км). Завдяки великому ексцентриситету при проходженні по орбіті температура поверхні цієї карликової планети змінюється від 20 до 55 К. Зараз її блиск становить $18,7^{\rm m}$. За таких параметрів, Еріді притаманне надзвичайно високе геометричне альбедо (~ 0,96 ± 0,07), що характерно для снігового покрову. Це дозволило допустити, що на мінімальній відстані (38,46 а. о.) на ній може з'явитися атмосфера, яка на максимальній відстані (97,63 а. о.) знову вимерзне.



Фото. Зображення об'єкта 2003 UB313 і його супутника з телескопом Хаббла

Спостереження в IЧ діапазоні вказали, що її поверхня зараз може бути вкрита метановим льодом. Комбінація даних про зоряну величину та інтенсивність теплового випромінювання, які були отримані на 30-м радіотелескопі IRAM в Іспанії, дозволила оцінити її яскравісну температуру як $T_{\rm g} \sim 25$ К, що практично виключає наявність там газоподібного метану. В Еріс було виявлено супутник (об'єкт S/2005 з діаметром 300-499 км), який спочатку назвали Габріель, а пізніше Дісномія (богиня беззаконня в грецькій міфології);

його період обертання ~ 14 діб, маса $(1,67 \pm 0,02) \cdot 10^{22}$ кг, густина $0,50 \pm 0,25$ г·см⁻³.

Хаумеа (2003 EL61, 136108) було відкрито в 2005 р. і названо на честь гавайської богині родючості і дітородіння. Вона має 2 супутники (136108 Хаумеа 1 і 2), які названі іменами дочок Хаумеа: Хіїака – богині танцю і патронеси Великого Гавайського Острова (на якому розташована обсерваторія Мауна-Кеа) і Намака – богині води й моря, яка охолодила лаву своєї сестри Пеле, що текла у морі і перетворила її на острів. Діаметр Хіїаки ~ 350 км, період обертання 49,12 діб, радіус орбіти 49 500 км. Намака приблизно удвічі менша (діаметр < 170 км), обертається навколо Хаумеи по орбіті з великою піввіссю 39 300 км з періодом 34,7 діб.

Зоряна величина Хаумеа 17,3^т, температура < 50 К, а спостережуваний спектр показує, що її поверхня, як і, наприклад, поверхня Харона, вкрита переважно водяним льодом (помітні смуги водяного льоду і метану). Оскільки висловлюються думки про те, що Хаумеа могла утворитися в результаті зіткнення двох небесних тіл, то велика частина летких компонентів (серед яких метан і водяний лід) після удару повинна була частково випаруватися, а частково викинутися у навколишній простір. Саме з цієї викинутої речовини згодом і утворилися два нововідкриті супутники. Ця гіпотеза побічно підтверджується ще й тим, що на схожих до Хаумеи орбітах обертається ще як мінімум три ТНО трохи меншого розміру з аналогічним до неї спектром.

Згідно іншої гіпотези, Хаумеа майже повністю кам'яна, хоча й має льодяний поверхневий шар. Велика частина її початкової крижаної мантії могла бути відірвана під час зіткнення. Саме це надало їй теперішню високу швидкість обертання, а відірваний матеріал сформував маленькі об'єкти сімейства Хаумеа. Навколо планетоїда цілком вірогідна наявність великої кількості менших від Намаки супутників, які поки що не виявлені.

Макемаке (2005 FY9) відкрита 31 березня 2005 р. групою М. Брауна та є класичним об'єктом поясу Койпера. Пізніше йому надали номер 136472 і назвали на честь божества рапануйської міфології Макемаке. Її альбедо 0,78 \pm 0,09, T = 30-35 K, зоряна величина 16,7^m. Спостереження у видимому і довгохвильовому ІЧ діапазоні спектра вказали на схожість поверхні Макемаке з поверхнею Плутона, в її спектрі присутні смуги поглинання метану, тому допускається, що поверхня може бути вкрита зернами метану з діаметром понад 1 см; не виключається наявність у великій кількості ще й етану і толіну, що виникли з метану у результаті фотолізу під дією сонячного випромінювання та замороженого азоту.

Оптичні властивості об'єктів Поясу Койпера. У візуальних променях геометричне альбедо об'єктів Поясу Койпера знаходиться в межах 0,41-0,96. За даними R-фільтрової фотометрії серед 10 крупних тіл для 4-х в межах фазових
кутів від 0,1° до 1,5° має місце лінійна зміна блиску (з фазовим коефіцієнтом в межах від 0,09 до 0,26 зор. вел./градус). Розподіл відбивної здатності різних тіл різниться, але загальною рисою більшості ТНО є смуги поглинання метану (рис. 6.84-6.86) і не виключена наявність смуг поглинання CO_2 , CO, азоту і води.



Фото. Схема розміщення Пояса Койпера в Сонячній системі

Для деяких тіл (особливо малого розміру) смуги поглинання метану відсутні. Це може говорити про те, що на поверхні більшості ТНО присутнє внутрішнє джерело поповнення метану, а на інших – відсутнє.



Рис. 6.84. Порівняння відносної відбивної здібності об'єкта 2005 FY9 та Плутона зі спектром пропускання метану

В якості механізму почервоніння об'єктів з метановою поверхнею пропонується наступний: бомбардування зарядженими частинками та дія жорсткого УФ на лід метану зумовлює утворення складніших вуглеводнів, у тому числі й червонуватого матеріалу – толіну; за таких умов міра почервоніння ТНО може визначатися площею вкритої толіном поверхні.

Саме це дозволяє, наприклад, пояснити той факт, що віддаленіший об'єкт 2003 UB313 має значно менші варіації альбедо, ніж Плутон. Ці ж процеси можуть впливати й на тепловий режим ТНО. Очікується, що на відстані 97 а. о. в підсонячній точці такого небесного тіла з альбедо ~ 0,7 температура поверхні складатиме близько 30 К; при такій темпратурі тиск пари азоту N_2 над його чистим льодом складатиме 420 нанобар, тоді як над чистим льодом метану – нижче пікобара. Саме тому, на відміну від Плутона, на об'єкті 2003 UB313 метан у газовому стані зараз практично відсутній, але при

наближенні до перигелію там може з'явитися атмосфера з газоподібного метану і тоді об'єкт стане більше подібним до Плутона.



Рис. 6.85. Відносний розподіл спостережної і розрахованої (гладка суцільна лінія) спектральної відбивної здатності 5-ти тіл поясу Койпера



Рис. 6.86. Порівняння спостережного спектра Седни (окремі фрагменти) і розрахованого для моделі, що складається з 24% толіну, 7% вуглецю, 10% N_2 , 26% CH₃OH і 3% CH₄ (суцільна лінія)

Не виключені й моделі, згідно яких поверхневий шар ТНО складається з суміші до 70% вуглецю, 3% олівіну, 12% замерзлого толіну тощо при альбедо ~ 0,09. В той же час, у спектрі, наприклад, Кваоара з великою натяжкою можна говорити про присутність смуг азоту й СО, але, подібно до Харона, там помітні сильні смуги поглинання водяного льоду і слабке поглинання гідратованим аміаком при $\lambda = 2,2$ мкм. Це значить, що колись на поверхні цього ТНО температура перевищувала критичне значення в T ~ 105-125 K, при якій відбувалася кристалізація льоду. Оскільки радіаційна рівноважна температура (для альбедо 0,1 на відстані 43 а. о.) становить лише 50 K, то різницю цих температур можна пояснити її суттєвим підвищенням у свій час завдяки нагріванню в процесі наприклад радіоактивного розпаду в глибинних шарах Кваоара; нагрівання під впливом метеоритного бомбардування могло бути суттєвим лише для зовнішньої частини льодяної поверхні цих тіл.

Епізодичні дослідження поляризаційних властивостей транснептунових об'єктів відносяться до дуже обмеженого інтервалу фазових кутів $\alpha < 2^{\circ}$ і припадають на гілку від'ємної поляризації (рис. 6.87).



Рис. 6.87. Фазова залежність лінійної поляризації для карликових планет (ліворуч) і п'яти інших ТНО (праворуч)

Як видно, для цих ТНО притаманна більша, ніж для карликових планет ступінь від'ємної поляризації. Відмінність $P(\alpha)$ приписують двом різним типам хімічних складових і/або структури поверхні карликових планет і ТНО, тому що вони різняться не тільки розміром, але й альбедо поверхні. Ці дані практично не показують ефекту зворотного когерентного розсіяння.

7. Кільця навколо планет

7.1. Кільця Сатурна

атурну притаманна найпотужніша система кілець. Завдяки тому, що площина кілець практично співпадає з площиною екватора планети і нахилена до площини орбіти на 26,7°, а до площини орбіти Землі – на 28,1°, то при русі планети по орбіті площина екватора Сатурна і кілець зміщуються паралельно одна одній; внаслідок цього схилення Землі В і схилення Сонця В' над площиною кілець також безперервно змінюються (рис. 7.1).

Тому протягом одного сидеричного періоду обертання Сатурна (29,46 земних років) є два моменти максимального розкриття кілець при В \approx В' = 28,1°, в які до Землі повернений або північний, або південний їх боки, і два моменти коли Сонце світить в їх торець (В' = 0°). Оскільки схилення Землі та Сонця дещо відрізняються, то завдяки цьому при В' = 0° можна інколи спостерігати бік кільця, який освітлений лише дифузно відбитим від Сатурна випромінюванням.



Рис. 7.1. Зміна видимості кілець Сатурна

7.1.1. Структура кілець

Крім добре відомої великомасштабної структури в 1953 р. Б. Ліо на зображеннях з просторовою роздільною здатністю 0,23" виявив до 10 щілин у кільці. Але найбагатшу структуру показали зображення КА «Вояджер-1», «Вояджер-2», «Кассіні» і КТХ (рис. 7.1-7.3), а також дані реєстрації явища покриття кільцями зірок (7.4, 7.6). В кільці С було виявлено кілька окремих кілечок різного розміру, найбільше з яких (середньою шириною ≈ 25 км) знаходиться на відстані 77 700 км від центра планети. Оригінальною виявилась щілина на відстані 87 400 км (щілина Максвела) з ексцентричним вузьким кільцем в середині, ширина якого міняється від 30 до 100 км (рис. 7.5).



Рис. 7.2. Структура кілець Сатурна та знімок щілини Енке (справа) з КА «Кассіні»



Рис. 7.3. Зображення кільця D

Якщо кільця С, В й А являють собою густий частокіл хаотично розташованих кілечок різної потужності, то кожне з кілець F і D складається

щонайменше з трьох, рознесених на досить велику відстань, вузьких кілечок. Для кільця D це настільки чітко виражено, що кожну його складову (в залежності від відстані) було окремо позначено D68, D72 і D73 кільцями (рис. 7.4). До того ж, для D73 характерна ще й надтонка структура, окремі складові якої розділені проміжками в 30 км. Оригінальною є структура кільця F (рис. 7.5), яке складається з кількох кілечок загальною шириною біля 60 км; кожне з них скручене у вигляді своєрідного канату, тому їх розташування міняється по азимуту приблизно через кожні 200 км. В деяких межах орбітального фазового кута ці складові паралельні, в деяких – скручуються і перехрещуються, а тому інколи кільце виглядає одинарним.

Оскільки поблизу зовнішнього і внутрішнього краю орбіти кільця F було виявлено два супутники, то таку його структуру пов'язують з їх гравітаційним впливом, а самі супутники були названі пастухами. В кільці F при близькому проходженні супутника Прометей було виявлено хвильові структури, тунелі та переплетення, а також оригінальні видовжені згустки речовини з характерним розміром 100-200 км. Одначе, отримані через дев'ять місяців зображення вже не показували ні канатних переплетень, ні яких-небудь інших відхилень від плоскої форми, зокрема і в безпосередній близькості від супутників-пастухів. Тобто, форму кільця F можна вважати змінною в часі.



Рис. 7.5. Переплетення кільця F Сатурна



Рис. 7.6. Радіальна (в км) структура відбивної здатності (I/F) та оптичної товщини (шкала праворуч) кілець при $\lambda = 555$ нм (точки), 814 нм (штрихи) і 1042 нм (суцільна лінія) при В = 10° та $\alpha = 0,5°$; дві лінії посередині – скани при іншій геометрії спостережень; нижня суцільна лінія – профіль оптичної товщини

Відзначимо, що в щілинах кільця С (у тому числі й у щілині Кассіні) було виявлено кілька оптично товстих ексцентричних кілець, подібних за формою кільцю F. Лише кільце G в межах просторової роздільної здатності ніяких структурних деталей не показувало.

Кільце Е донедавна було найдальшим і найширшим (~ 300 тис. км) і перекриває орбіти 4-х внутрішніх супутників (Мімас, Енцелад, Тефія та Діона). Його яскравість помітно міняється з відстанню від Сатурна, досягаючи максимуму на орбіті Енцелада, а на зображеннях супутника видно довгі (на десятки тисяч кілометрів) викиди речовини, які, можливо, і є постачальником речовини для цього кільця. УФ спостереження, у тому числі й з КА «Вояджер-1», на відстані 483-1508 тис. км виявили світіння в лінії L_α атомарного водню при $\lambda = 58,4$ нм з концентрацією ~ 600 атомів/см³, що приписали можливому зіткненню швидкісних метеоритів з кільцями.

Загальна характеристика кілець приведена в табл. 7.1.

Відстань від центра							
Кільце,	в радіусах	Км	ΔR	Товщина	Оптична	Maca,	Альбедо
щілина	планети		ширина	КМ	глибина	КГ	
			КМ				
D	1,11-1,24	67000-	7500	?	(0,01)	?	?
		74500					
С	1,24-1,52	74500-	17500	?	0,08-0,15	$1,1 \times 10^{18}$	0,25
		92000					
Щілина	1,45	87500	270				
Максвела							
В	1,52-1,95	92000-	25500	(0,1-1)	1,21-1,76	$2,8 \times 10^{19}$	0,65
		117500					
Щілина	1,95-2,02	117500-	4700	?	0,12	$5,7 \times 10^{17}$	0,30
Кассіні		122200					
А	2,02-2,27	122200-	14600	(0,1-1)	0,70	$6-2 \times 10^{18}$	0,60
		136800					
Щілина	2,214	133570	325				
Енке							
Щілина	2,263	136530	35				
Кіллера							
F	2,324	140210	30-500	?	0,01-1	?	?
G	2,75-2,88	165800-	8000	100-1000	$10^{-4} - 10^{-5}$	$6-23 \times 10^{6}$?
		173800					
Е	3,0-8,0	180000-	300000	1000	10-6-10-7	?	?
		480000					

Таблиця 7.1. Номенклатура кілець Сатурна

У 2009 р. космічний телескоп «Spitzer» в ІЧ променях виявив найвіддаленіше і найпротяжніше кільце (рис. 7.7), яке починається за 6 млн. км від Сатурна і простягається на відстань до 12 млн. км і має товщину близько 1,2 млн. км (нагадаємо, що товщина кільця В становить всього 5-15 м), якому приписують пилову природу. В його центрі розташовується орбіта супутника Сатурна Феба, який може бути основним джерелом матеріалу для нього. Наземна фотометрія під час проходження Землі через площину кілець в 1966 і 1980 рр. показала, що їх товщина знаходиться в межах 0,92-2,8 км, тоді як дані ефекту екранування кільцями радіосигналу під час проходу КА «Вояджер-1» за кільцем відповідають товщині менше 10 м для кільця С, ≈ 20 м для щілини Кассіні та ≈ 50 м для кільця А.

На багатьох зображеннях кілець помітні радіальні структури, які пов'язані з динамічними процесами у зоні кілець. Так, наприклад, поблизу зовнішнього краю щілини Кассіні виявлено радіальну структуру, яка проявлялась як послідовність згладжених коливань яскравості в діапазоні відстані 120 700-121 900 км від центра Сатурна. Просторова зміна яскравості відповідає умовам, які виникають при спіральній зміні густини та які можуть зумовлюватись резонансом між апсідальним рухом частинок кільця і середнім рухом супутника Япет.



Рис. 7.7. Схематичне зображення нового кільця Сатурна і трьох супутників

Найцікавішими деталями на переданих КА «Вояжер-1» зображеннях були **спиці** (рис. 7.8) – радіально направлені оптичні неоднорідності з характерним розміром 2000-10 000 км, що є темним утворенням часто клиновидної форми, які перетинали деякі ділянки яскравого кільця В поперек ширини кільця на відстані в межах 104-116 тис. км від центра Сатурна (цю назву вони отримали через зовнішню схожість зі спицями колеса). Виявилось, що при підльоті до Сатурна, коли реєструвалось розсіяне в напрямку Сонця випромінювання, спиці були на 5-10% темніші від кільця, а після зближення з планетою, коли реєструвалось розсіяне у зворотному напрямку випромінювання – вони стали світлішими; це приписується формі індикатриси розсіяння, яка характерна дуже дрібним частинкам.



Рис. 7.8. Спиці й темні плями на кільцях

Згідно до структури у кільцях Сатурна було виділено такі 3 типи спиць. 1. Широкі спиці, які спостерігаються в інтервалі відстані 100-112 тис. км від центра планети, мають дифузний край і клиновидну форму. Їх ширина у ближній до Сатурна основі складала майже 20 тис. км, активний час життя, протягом якого спиця збільшувала свою ширину, складав від 4000 до 12 000 с. 2. Вузькі спиці з різким краєм в інтервалі відтані 104-116 тис. км, найменша ширина яких відповідає відстані коротації частинок кільця 112 тис. км; їх типова ширина і радіальна протяжність становлять 3 і 6 тис. км, відповідно.

3. Спиці-волокна розташовуються звичайно на відстані більше 110 тис. км і в своїй більшості зв'язані зі згаданими вище широкими спицями; їх типова довжина і ширина 3000 і 500 км, активний час життя менший 1000 с.

Інколи спиці спостерігалися протягом кількох годин. Внутрішній край кільця біля основи спиці обертається навколо планети з більшою швидкістю, ніж зовнішній край біля вершини спиці і тому ці утворення повинні були б швидко зруйнуватися. Область, де спостерігаються спиці, перекриває зону кільця, що обертається навколо Сатурна з такою ж швидкістю, що і його магнітне поле. Згідно деяких уявлень, саме це може пояснити стійкість спиць, не дивлячись на різну швидкість руху частинок.

Типовий час формування спиці довжиною 6 тис. км \approx 5 хвилин і менше. Найбільша швидкість формування спостерігалась на вранішньому вушку поза тінню Сатурна. У деяких спиць один край обертається навколо планети з кеплерівською швидкістю, тоді як інший залишався радіально спрямованим. За отриманими при проходженні КА через площину кільця даними оцінено верхню межу підняття матеріалу спиць над кільцем у 80 км. Виявилось також, що інтенсивність і розмір спиць періодично змінюються в часі, основний період змін становить 621 ± 22 хвилин, який в межах похибок співпадає з періодом обертання магнітного поля Сатурна.

Вивчення структури спиць за результатами неперервної зйомки протягом 34 годин (тобто, більше 3-х обертів Сатурна навколо осі) вказало, що час існування спиць від початку появи радіальної структури до її розширення в основному становить менше 10 000 с, а їх рух не співпадає ні з кеплерівським, ні з коротаційним. Крім того, було виявлено, що частота появи і збільшення ширини спиць приблизно в три рази вища над нічним боком Сатурна. Відмітимо, що зображення спиць були знайдені також на замальовках кілець, які зробили ще Ф. Тербі (1887 р.) та Е. Антоніаді (1896 р.)

Гіпотези щодо походження і структури кілець. Тривалий час вважалося, що кільця є продуктом розриву припливними силами одного із супутників, який колись наблизився до Сатурна. Але зараз домінує уявлення, що кільця Сатурна (мабуть, як і інших планет) є залишками первинної протопланетної хмари, із зовнішніх областей якої сформувалися супутники, а у внутрішній – утворення супутників не відбулося. Оскільки швидкість взаємних зіткнень збільшуються при наближенні до планетного тіла, то біля кожної планети є область, де частинки, досягнувши певного розміру, починають розпадатися від взаємних зіткнень. Протягом мільярдів років зіткнень 10метрові тіла дійшли до такого рихлого стану, що розсипаються від найменшого поштовху при швидкості в мм/с.

За існуючих умов у кільцях Сатурна будь-яка крупна частинка за кілька днів або тижнів проходить повний цикл від руйнування до наступного відновлення. Така взаємна конкуренція, яка не дає можливості утворитися крупним супутникам, слабшає у міру віддалення від планети. Тому на деякій відстані частина речовини перетворюється в супутники, а частина все ще перебуває в роздробленому стані у вигляді кілець.

Відмітимо, що час від часу на знімках з КА «Кассіні» з високою просторовою роздільною здатністю спостерігались ефектні видовища: зіткнення глиб при відносній швидкості близько міліметра за секунду. При цьому, дві глиби розміром у кілька метрів починають поступово насуватися одна на одну, зминаючи доволі рихлий поверхневий шар, далі, не витримавши взаємного тиску, при такому повільному ударі вони розвалюються на окремі частини. Два залишки первинних тіл продовжують рух, а скинуті з них снігові «намети», грудки і сніжний пил повільно розлітаються в різні боки. Через кілька днів «постраждалі» частинки знову виростають, поглинаючи при зіткненнях величезну кількість дрібніших сніжинок у кільцях.

Нагадаємо, що раніше Л. Еспозіто також вказував на те, що кільця не виглядають як рівномірні утворення з кам'яних і крижаних частинок. Замість цього частинки кілець регулярно скупчуються у великі грудки (або невеликі супутники), які через деякий час знову руйнуються для того, щоб тут же надати будівельний матеріал новим мікросупутникам, і так далі. Така модель була запропонована тоді, коли під час одного з покриттів кільцями зірки Л. Еспозіто з колегами відкрили 13 доволі крупних об'єктів в кільці F розміром від 27 м до 10 км. Проте майже всі вони виявилися своєрідним конгломератом зі звичайних частинок кілець, які з якоїсь причини певний час тримаються разом. Вони отримали імена відомих кішок (Mittens i Fluffy), оскільки «приходять і йдуть куди й коли хочуть та мають кілька життів».

Нарешті, було також виявлено народження і щезнення цілих кілець, життєвий цикл яких обчислюється всього кількома роками. Складним є питання віку кілець, тому що немає явних вказівок на те, що вони виникли разом з планетою. Так, у докосмічну еру їх вік оцінювався в ~ 100 млн. років, а після експериментів на КА «Кассіні» за даними УФ спектрофотометрії – в мільярди років. Згідно одній з гіпотез щодо структури кільця F вважається, що його частинки можуть електризуватися сонячним випромінюванням, або частинками сонячного походження і набувати властивостей мініатюрних електромагнітів, взаємодія яких з магнітним полем Сатурна здатна привести до переплетення кілець (рис. 7.5). Певний панувала час думка, шо відповідальність за цю незвичну конфігурацію несуть два невеликі супутники,

які рухаються безпосередньо поблизу кільця F з внутрішнього і зовнішнього його країв, сила тяжіння яких збурює крайні частинки кільця і не дає їм можливості відходити далеко від його середини (супутники-пастухи). Моделювання показало, що їх збурюючий вплив може викликати рух частинок кільця по хвилястій лінії, що й може створити спостережуване переплетення компонентів кільця.

Саме резонансами можна пояснити й виникнення в кільцях Сатурна спіральних хвиль стиснення і вигинання, які мають вигляд своєрідних гір і западин з перепадом висоти в ~ 1,4 км, що може пояснити знайдену за наземними спостереженнями ширину кілець. Застосування теорії спіральних хвиль до кілець дозволило оцінити масу речовини, що припадає на одиницю їх площі (~ 45-60 г/см²) і сумарну масу всіх кілець (1,5-2,0)·10²² г, яка відповідає приблизно половині маси Мімаса – найменшого з так званих класичних супутників Сатурна (уточнені оцінки показали, що маса кілець рівна повній масі Мімаса).

Оскілька загальної кількості кілець в > 10^4 зумовила розробку механізму розбиття широких кілець на багато вузьких. Оскільки на орбітах, які знаходяться в межах орбіт зовнішніх кілець, були виявлені численні супутники, то вказані структурні особливості першочергово були приписані їх гравітаційному впливу. Дослідження гравітаційного збурення в кільці F супутниками S13 (Телесто) і S14 (Каліпсо), які обмежують ширину цього кільця, показали, що більший з цих супутників (Каліпсо) може збуджувати в кільці лише один резонанс першого порядку, внаслідок чого по периметру кільця має збуджуватись система хвиль у формі рівновіддалених петель.

Роль супутників-пастухів у формуванні спостережних особливостей радіального розподілу густини в кільцях розглядалась багатьма дослідниками. Коротко суть цього механізму зводиться до наступного. Оскільки будь-яка система прагне прийняти конфігурацію, що відповідає мінімуму потенціальної енергії, то еволюція кілець під впливом невеликих збурень (від супутників і від удару метеоритів) і привела до поступового розбиття на вузькі кілечка. Частинки, що рухаються на одній орбіті, мають практично однакову швидкість, відмінність швидкості в різних напрямках може складати близько 1-2 мм/с, іноді вони ще й зіштовхуються одна з одною. Знаходячись поблизу супутників, під їх дією кільце незначно вигинається, перестаючи бути плоским.

Оригінальною щодо структури кільця F є гіпотеза, згідно якої один з дрібних супутників є потужним джерелом твердих мікрочастинок світлого кольору, швидкість віддалення яких від цього тіла надзвичайно мала порівняно з орбітальною швидкістю тіла. Внаслідок цього частинки не можуть розповсюджуватись у довільному напрямку, а тому сімейство орбіт всієї сукупності мікрочастинок обмежене вузьким тунелем, віссю якого є орбіта батьківського тіла.

Детальні зображення кілець з КА «Кассіні» показують, що речовина спиць ніби плаває на деякій висоті над площиною кільця. Допускають, що вона утримується там силами електростатичного відштовхування, вплив яких на дрібні пилинки значно більший, ніж на великі. Допускають також, що в результаті гравітаційної і електростатичної взаємодії між частинками останні можуть концентруватися в певних областях, або підніматися над площиною кілець. Якщо кільце заряджене, то однаково заряджені частинки повинні відштовхуватися одна від одної, тоді як сила гравітації утримує їх у кільці. Для крупних частинок сила гравітації більша від сили відштовхування і тому вони залишаються в кільці, а для дрібних – сили відштовхування більші і тому вони піднімаються над площиною кільця. Існує ще кілька гіпотез формування спиць. Одна з них пов'язана з хвилевими явищами навколо кільця, які здійснюють вплив на дрібні частинки, що знаходяться на шляху хвилі.

Пропонувалися також гіпотези, що враховують вплив атмосфери Сатурна, або високоенергетичного ультрафіолетового випромінювання Сонця. В останньому випадку відштовхування виникає внаслідок того, що дрібні й крупні частинки при опромінюванні ультрафіолетовим випромінюванням Сонця електризуються шляхом відриву електронів від молекул поверхневого шару, а їх заряди мають однаковий знак.

Оскільки спиці обертаються практично синхронно з магнітосферою Сатурна, то було висунуто допущення про їх зв'язок з електромагнітним полем. Зокрема було запропоновано модель руху дрібних заряджених частинок в магнітному полі, в якому наявні магнітні аномалії в орієнтації магнітного поля. Внаслідок руху дрібного електрично зарядженого пилу в кільці F в оточуючій кільце плазмі має текти струм силою більше 10⁵ A; створене потоком плазми магнітне поле сприяє утримуванню частинок поблизу площини кільця і його розбиттю на вузькі кільця. Ідея цього механізму була розповсюджена на кільця E та G. Оскільки останні знаходяться в безпосередньому контакті з магнітосферною плазмою, то взаємодія частинок пилу з плазмою проявляється кількома ефектами.

Плазма знаходиться в стані коротації з планетою, тому орбітальний рух частинок пилу і коротаційний рух заряджених частинок плазми, строго кажучи мають різні швидкості, на що значно впливає те, що пилові частинки самі несуть у собі електричний заряд. Тому внесок в гальмування дають ще й кулонівські зіткнення, які мають місце в межах так званої сфери Дебая, що за оцінками, мусить грати відповідну роль у формуванні кільця Е. Ці частинки пилу виникають на супутнику Енцелад, а зв'язані з цією взаємодією збурення їх орбіти призводять до виносу пилу назовні. Втрата маси і зменшення розміру частинок, які зумовлені викидом речовини з поверхні під дією бомбардування зарядженими частинками, визначають характер зменшення з віддаленням від планети густини речовини в кільці (~ R^{-3}) та оптичної товщини (~ R^{-2}).

На великій відстані на структуру кільця значно впливає ще й поглинання матеріалу іншими супутниками (Тефія, Діона, Рея). Ефекти іншого типу зумовлені тим, що в плазмі існують нестаціонарні електромагнітні збурення, які виникають у тому числі й під дією нестаціонарних ефектів у сонячному вітрі. Деяка частина цих збурень знаходиться в резонансі з орбітальним рухом зарядженої частинки та зумовлює зміну орбіт. В результаті мусять виникати нестаціонарні неоднорідності речовини кільця (хвилі, складки), які дійсно спостерігаються в кільці F, а накладання багаторазових ефектів збурень породжує дифузійний перенос частинок в ньому. Цей перенос сумісно з дією ефекту від супутників-пастухів формує кільця F і G. Зараз існує досить велика кількість модифікацій цих механізмів.

7.1.2. Оптичні властивості кілець Сатурна

Дослідження блиску кілець в інтегральному світлі ще в першій половині 20-го ст. показали досить потужний ефект опозиції, що в подальшому підтвердили й спостереження на КТХ та КА «Кассіні» (рис. 7.9), який, імовірніше за все, зумовлений сумісною дією оптико-когерентного і тіньового механізмів. Крім того, виявилось, що в кільцях А й В він посилюється зі збільшенням схилення Сонця В'. За спостереженнями в 1913-1918 рр. Е. Шенберг виявив, що східне вушко кільця постійно яскравіше західного, що підтвердили й уточнили пізніші дослідження.

Зокрема, було виявлено наступне.

1. Азимутальна залежність зовсім слабко виражена в кільці В і сильно – в кільці А (рис. 7.10), де вона практично синусоїдальна.

2. Форма азимутальної залежності кільця А помітно міняється зі зміною нахилу кільця і практично не залежить від λ.

3. Кільця різняться значенням альбедо і спектральною його залежністю. Так, якщо східне й західне вушка кільця В мають відбивну здатність по 0,24 при $\lambda = 372$ нм, 0,58 і 0,57 при $\lambda = 620$ нм, то вушка кільця А, відповідно, мають 0,17 і 0,08 ($\lambda = 372$ нм) та 0,35 і 0,31 ($\lambda = 620$ нм) (рис. 7.11).



Рис. 7.9. Фазова крива кілець А, В, С і Е за спостереженнями на КТХ, кільця В (праворуч) – за наземними спостереженнями



Рис. 7.10. Азимутальна залежність відбивної здатності кільця А за даними з КА «Вояджер-2» (трикутники) та її апроксимація (неперервна лінія); лінії з точок – синусоїдальна апроксимація

4. Величина максимальної амплітуди азимутальної залежності $A = [I/F(L = 336^\circ) - I/F(L = 264^\circ)]/[I/F(L = 264^\circ)]$ міняється зі зміною відстані фрагмента кільця від центра диска Сатурна (рис. 7.12).



Рис. 7.11. Спектральна залежність інтенсивності західного (+) і східного (о) вушок кілець А та В



Рис. 7.12. Залежність амплітуди відбивної здатності кільця А з відстанню (R в тисячах км) фрагмента від центра диску Сатурна; пунктирна вертикальна лінія показує місцеположення резонансу супутників: Пандора 5:4 (а), Прометей 6:5 (б), Янус 4:3 (с), Янус 5:4 (d), Мімас 5:3(е, f), Янус 6:5 (g)

5. Не виключено, що величина асиметрії кільця В в різні роки різна. Так, за даними з 1913 р. до 1975 р. найчастіше яскравішим було східне вушко

(максимальне значення амплітуди приблизно в 20% спостерігалось в 1926 і 1969 рр.), в 1942-1958 рр. – асиметрія практично була відсутня, в 1970 р. яскравішим стало західне вушко.

6. Нарешті, для зовнішніх країв кілець А й В на відстані 2,27 та 1,95 радіусів Сатурна було виявлено асиметрію їх форми. Це зумовлено тим, що вони рухаються по орбітах, які близькі до орбіт тіл, що знаходяться в так званому ліндбландівському резонансі низького порядку. Дані для кільця А вказують на семипелюсткову його фігуру з амплітудою радіального відхилення від кола на $6,7 \pm 1,5$ км, яка рухається з середньою кутовою швидкістю коорбітальної системи супутників. Край кільця В має практично двопелюсткову форму з радіальною амплітудою 74 ± 9 км, яка обертається з середньою кутовою швидкістю з середньою кутовою швидкістю з радіальною кутовою швидкістю з радіальною амплітудою 74 ± 9 км, яка обертається з середньою кутовою швидкістю руху Мімаса. Для вертикальної товщини кільця В у незбуреному місці встановлено верхню межу в 10 м.

Поляризаційні властивості. Подібно до всіх тіл Сонячної системи, поляриметричні спостереження кілець (сумарно та окремо кілець А й В) в інтегральному світлі вперше провів Б. Ліо в 1923-1926 рр. (рис. 7.13). Як видно, максимальне значення ступеня від'ємної поляризації знаходиться в межах фазових кутів $0,5^{\circ} \le \alpha \le 1,5^{\circ}$, що особливо чітко відслідковується для кільця В. Не виключено, що це пов'язано з тим, що саме для цього кільця було отримано значно більше спостережних даних.



Рис. 7.13. Фазова залежність ступеня поляризації кілець В (ліворуч) та А (праворуч) Сатурна в інтегральному світлі

Пізніші нечисленні спостереження хоча й розширили спектральний інтервал, але заплутали ситуацію з виглядом фазової залежності. Так, багаторічні спостереження кільця В А. Дольфюсом показали, що в 1958-1960 рр. при $\lambda = 560$ нм не виключалась наявність на фазовій залежності двох гілок

від'ємної поляризації, відповідно, при $\alpha \approx 0.5^{\circ}$ і в межах 2-6°, а площина поляризації займала деяке проміжне значення між 0° і 90° (подібно до галілеєвих супутників); це було сумісне з моделлю несферичних орієнтованих частинок. Але спостереження в 1972-1976 рр. при $\lambda = 359$, 380, 435, 520 і 580 нм показали лише другу гілку від'ємної поляризації.

Після повторного опрацювання спостережень за 1960 р., в процесі якого неописаним методом спостережні значення ступеня поляризації Р виправлялись за ефект, який зумовлений освітленням кільця дифузно відбитим випромінюванням Сатурна, було значно зменшено розкид спостережних даних, внаслідок чого виписались вже обидві гілки поляризації (рис. 7.14).

На відміну від інших безатмосферних небесних тіл, у яких спектральна залежність найбільшого значення від'ємної поляризації мало залежить від λ , тут має місце її суттєве збільшення при зменшенні λ . Не було виявлено і зміни Р з нахилом кільця.



Рис. 7.14. Виправлена за вплив освітлення Сатурном фазова залежність ступеня поляризації кільця В Сатурна у візуальних променях

Спектрофотометричні властивості кілець. В 1940-х роках Д. Койпер виявив, що на довжині хвиль більше 1,5 мкм відбивна здатність кілець суттєво зменшується і є низькою. Подальші спостереження в широкому спектральному інтервалі вказали на можливі депресії при $\lambda = 1,05$ і 1,08 мкм та при більшій довжині хвиль. І якщо спектр при $\lambda \le 2,4$ мкм добре узгоджується зі спектром водяного льоду, то при більших довжин хвиль задовільного погодження не спостерігається (рис. 7.15).

Згідно спектрофотометрії з борту КА «Кассіні» навіть окремі фрагменти кільця D характеризуються різною спектральною відбивною здатністю. Розрахунки показують, що це може зумовлюватись різним розміром крижаних частинок у кільці. Порівняння спостережних і модельних спектрів дає такі значення діаметра частинок: 10-20 мкм на відстані 74 100 км (за межами кільця D), 2-10 мкм для фрагмента D73 і 1,7-2,5 мкм для фрагмента D72. Моделі водяного льоду не заперечують також дані про спектральну відбивну здатність кілець при $\lambda = 210$ -430 нм і 116-175 нм. Спектрофотометрія з КА «Кассіні» в діапазоні довжини хвиль 0,35-5,1 мкм виявила у спектрі кілець A, B, C і щілини Кассіні депресії поблизу фундаментальної смуги поглинання води при $\lambda = 3,1$ мкм та при $\lambda = 1,5, 2,0$ та 4,5 мкм. У кільці A і на внутрішній частині кільця В присутні також смуги поглинання при $\lambda = 1,04$ і 1,28 мкм, тоді як у кільці C і в щілині Кассіні їх не видно. Порівняння спостережних і лабораторних спектрів показало, що поверхня частинок кілець A й B дуже чиста і/або малозапилена. Розрахунки в моделі суміші водяного льоду і непрозорих силікатних частинок найкраще узгодились з розміром частинки в межах 5-20 мкм. Відзначимо, що згідно лабораторним даним, наявність на поверхні льоду навіть дуже незначної кількості некрижаного матеріалу зменшує глибину смуг поглинання.



Рис. 7.15. Спектр кілець А (1), внутрішньої частини кільця В (2), С (4) і щілини Кассіні (3). Вкладка – спектр з кращою роздільною здатністю. Трикутниками внизу позначено границю між фільтрами порядків. Вертикальні лінії з точок показують так звані гарячі пікселі на ПЗЗ матриці спектрометра

Якщо раніше вважалося, що в щілинах матерія практично відсутня, то дослідження КА «Кассіні» показали наявність там досить помітної кількості різнорідного матеріалу.

Теплові властивості кілець. За спостереженнями кілець у тепловому діапазоні виявилось, що їх температура залежить від λ (рис. 7.16) і від кута нахилу кілець. Так, $T_{\rm R}$ кілець А й В при $\lambda = 22,7$ мкм при збільшені кута нахилу від 16,3° до 26° збільшується, відповідно, на 3,4 ± 1,5 К і 4,4 ± 0,5 К, тоді як у кільця С вона зменшилась на 3,1 ± 2,0 К.

У діапазоні $60 \le \lambda \le 180$ мкм (за даними обсерваторії Койпера в березні 1980 р.) виявилось суттєве зменшення $T_{\rm R}$ зі збільшенням λ : при $\lambda = 180$ мкм вона була на 20 К менша, ніж при $\lambda = 60$ мкм. Вважається, що в спектральному інтервалі 40-10 000 мкм температура кілець А й В змінюється з довжиною хвилі згідно виразу



Рис. 7.16. Спектральна залежність температури кільця А

При $\lambda = 16-26$ мкм західні вушка кілець В й А виявилися приблизно на 2 К, а кільця С на 4 К тепліші від східних. Неосвітлена сторона кілець також має на кілька градусів нижчу температуру. Так, в діапазоні 4-56 мкм Т ~ 50-60 К для кільця А, 50 К для кільця В і 85 К для кільця С. Крім того, було виявлено, що температура кілець змінюється з їх нахилом згідно залежності $T^4 = 56^4 + 1/52 \cdot 10^8 \cdot \sin B$,

(7.2)

де перша складова враховує освітлення Сатурном, а друга – Сонцем.

Радіолокаційні спостереження. Вже перший РЛ експеримент при λ = 12,6 см у грудні 1972 - січні 1973 рр. за допомогою 64-м радіотелескопу в Голдсточні неочікувано велику зареєстрував потужність відбитого радіосигналу, який відповідав коефіцієнту відбивання 62 ± 6%. Пізніша радіолокація при $\lambda = 3,5$ і 12,6 см не виявила суттєвої різниці в спектральних розсіювальних властивостях, але вказала на істотну деполяризацію відбитих променів. Виявилось, що радіолокаційне альбедо кілець рівне 0.24 ± 0.06 , 0.27 ± 0.07 і ≤ 0.27 , відповідно, при куті нахилу кілець 18,2°, 11,7° і 5,6°; для перших двох кутів нахилу значення міри деполяризації становило, відповідно, $\mu_{c} = 0.57 \pm 0.12$ і 0.40 ± 0.05. При $\lambda = 12.6$ см відносна відбивна здатність кільця А становить 0,9, а кільця С – 0,5 від значення альбедо кільця В. Виявилось також, що різні частини кільця В мають різну відбивну здатність і найбільшу – його зовнішня частина; для зовнішньої частини кільця А взагалі не було зареєстровано відбитого сигналу. Крім того, спектр потужності відбитого сигналу залежить від нахилу кілець так, що внесок енергії його центральної частини зменшується зі зменшенням їх нахилу. Детальні РЛ дослідження кілець в 1999-2003 рр. при λ = 12,6 см дозволили встановити наступне.

1. Розподіл відносної (по відношенню до найяскравішої в цій довжині хвилі частини кільця В) відбивної здатності кілець по їх радіус-вектору має вигляд, показаний на рис. 7.17.



Рис. 7.17. Відносна відбивна здатність OC+SC зображень (суцільні горизонтальні лінії вздовж кілець Сатурна), яка накладена на отриману за спостереженнями явища покриття зір кільцями структуру останніх; по осі абсцис відстань (R) від центра Сатурна в тис. км

2. Зміну з кутом нахилу величини поперечного перетину ортогональних складових поляризованого по колу променя (σ_{sc} та σ_{oc}), їх сумарного значення σ_{τ} та ступеня деполяризації μ_{c} (рис. 7.18).



Рис. 7.18. Залежність поперечного перетину ортогональних складових поляризованого по колу променя та міри деполяризації від нахилу кілець (В)

3. Асиметрію відбивної здатності кільця A, амплітуда змін якої $A' = (I_{max} - I_{min})/(I_{max} + I_{min})$ зменшується зі збільшенням кута нахилу від 0,13 при B = -20° до 0,10 при B = -26° (рис. 7.19).



Рис. 7.19. Зміна нормованої амплітуди асиметрії відбивної здатності кілець на довжині хвилі 12,6 см в 2000 (×), 2001 (Δ) і 2003 (◦) роках

Фізичні параметри кілець. В 1887-1893 рр. Г. Зеєлігер для пояснення специфічної фазової залежності кілець Сатурна розробив теорію взаємного затемнення частинок у кільцях, але оскільки він вважав, що тінь частинок має циліндричну форму, то виявилась невідповідність розрахунків зі спостережними даними. Використання модифікації цього механізму, згідно якій тінь має форму конуса кінцевої довжини, дозволило погодити розрахунки й спостереження та визначати так звану об'ємну густину кілець

$$D = (4/3) \pi r^3 (N/R), \tag{7.3}$$

де r – радіус частинок, N – загальна їх кількість, R – об'єм кільця. Розглядалися наближення «конус-циліндр» без врахування дисперсії розміру частинок, або ж з її врахуванням, наприклад, у такому вигляді

$$d\mathbf{N} = \mathbf{a} \cdot \mathbf{r}^{-\mathbf{n}} \cdot d\mathbf{r}, \qquad \mathbf{r}_1 \le \mathbf{r} \le \mathbf{r}_2, \tag{7.4}$$

в якому «а» та «n» – параметри моделі. Параметр «а» визначається із стандартної умови нормування

$$a \int N(r) dr = 1 \tag{7.5}$$

в межах розміру частинок від r_1 до r_2 . За даними різних робіт, найкращий розв'язок було знайдено для середнього радіуса частинок 7-300 мкм, значення D = 0,001-0,020 та альбедо одноразового розсіювання в червоних (0,7-0,92) і в синіх (0,5-0,7) променях.

Крім тіньового механізму для пояснення специфічної фазової залежності в 1933 р. Е. Шоенберг запропонував механізм, в основу якого покладено дифракцію світла на індивідуальній частинці, а наприкінці 20-го ст. – ще й механізм когерентного розсіяння (слабкої локалізації фотонів).

Оцінка оптичної товщини кілець Сатурна проводились як опосередкованими (аналіз відбивної здатності та інтенсивності теплового випромінювання), так і прямими (за ефектом ослаблення, наприклад, світіння зорі при її проходженні за кільцями) методами. Опосередковані оцінки неоднозначні, тому що пов'язані з питаннями про неточно відомі фізичні характеристики частинок кілець (спектральне значення показника заломлення і функція розподілу частинок за розміром), тому на рис. 7.20 приведемо результати прямого методу. Для характеристики кільця в цілому користуються поняттям так званої еквівалентної оптичної товщини

$$\mathbf{A} = \int \boldsymbol{\tau}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \tag{7.6}$$



Рис. 7.20. Дані КА «Вояджер» для радіального профілю (R у тис. км). Зверху – I/F кілець Сатурна при $\lambda = 336$ і 814 нм (заштриховані області – відмінність яскравості між східним і західним вушками кілець при $B = -0^{\circ}$); внизу – оптична товщина кілець у візуальних променях

Виявилось, що для кільця А максимальне значення оптичної товщини припадає на довжину хвилі 490 нм, тоді як для кільця F практично відсутня спектральна залежність в діапазоні $\Delta\lambda$ 270-740 нм. За даними про ослаблення

радіосигналу кільцями при $\lambda = 3,6$ і 13 см (при прольоті КА «Вояджер-1» і «Вояджер-2») також було визначено їх оптичну товщину: при $\lambda = 3,6$ см $\tau = 0,65-0,80$ для кільця А, більше 1 для кільця В, 0,02-0,28 для кільця С і 0,15-0,65 для щілини Кассіні. Було встановлено і зміну значення т при $\lambda = 3,6$ і 13 см вздовж радіуса-вектора кільця С, внутрішньої частини кільця В (приблизно для 0,25 його протяжності), щілини Кассіні та кільця А. Виявилося, що для відстані 0,75 зовнішньої протяжності кільця В при $\lambda = 3,6$ см $\tau \ge 1,2$. В кільці F було виявлено вузьку деталь протяжністю ≤ 2 км, яка помітна лише при $\lambda = 3,6$ см в 4-х ділянках кілець. Ще дві вузькі деталі були знайдені в кільці С на відстані 1,35 і 1,51 радіуса Сатурна, та ще по одній – в щілині Кассіні на відстані 2,01 і в кільці А на відстані 2,12 радіусів Сатурна.

Оскільки при $\lambda = 21$ см т менша, ніж при $\lambda = 3,7$ см, то в моделі багатошарової однорідної будови кілець було визначено, що ймовірність розподілу кількості частинок характеризується різким спадом при розмірі г ≈ 4 -5 м, для інтервалу розмірів 0,01-1 м параметр «п» виразу (7.4) становить 3,4 і 3,3 для деталей на відстані 1,51 і 2,01 радіусів Сатурна. Відносний внесок в ослаблення світлового потоку для частинок з розміром більше 1 м у перерахованих вище чотирьох ділянках становить 1/3, 1/3, 2/3 і 1; причому останнє значення визначено найкоректніше. В той же час для ділянок на відстані 1,3-1,4, 1,50-1,52, 2,00-2,02 і 2,08-2,16 радіусів Сатурна відносна доля внеску в ослаблення частинок з радіусом в межах 0,01-1 м оцінюється як 0,58, 0,54, 0,23 і 0 в рамках багатошарової моделі, та 0,67, 0,67, 0,50 і 0,50 – для одношарової моделі.

Розмір частинок у кільцях визначався й за даними РЛ експериментів. Так, згадана незалежність РЛ альбедо від λ також вимагає широкого інтервалу розміру частинок у виразі (7.4) з показником n = -3, хоча існує й розв'язок з вузьким інтервалом дисперсії розміру частинок при середньому значенні їх радіуса близько 6 см. Приблизно такому розміру частинок відповідає й залежність міри деполяризації μ_c від кута нахилу кільця в рамках механізму когерентного розсіяння. Аналіз в моделі хаотично орієнтованих несферичних частинок типу чебишевських і сфероїдів різної витягнутості для закону (7.4) показав, що найкраще погодження досягається лише для чебишевських частинок і (в залежності від прийнятого значення оптичної товщини) зі значенням ефективного їх розміру в межах 5,5-8,5 см і міри деформації в межах від 0,02 до 0,08. Нагадаємо, що під чебишевською розуміють частинок, відхилення розміру г(θ) якої від сфери з радіусом г_о визначається виразом

$$\mathbf{r}(\theta) = \mathbf{r}_{\rm o}(1 + \zeta \cos n\theta), \tag{7.7}$$

- 496 -

у якому ζ – міра деформації сфери, θ – полярний кут; тоді як для сфероїдів таке відхилення визначається відношенням a/b їх мінімального «а» і максимального «b» розміру. Щоб погодити великі розміри частинок з на порядки меншим значенням, яке отримане з аналізу оптичних властивостей кілець, необхідно допустити, що частинки кілець дійсно великі й шершаві, а розмір шершавості й характеризують дрібні частинки.

7.2. Кільця Юпітера

Лише завдяки переданим КА зображенням навколо Юпітера були виявлені кільця (рис. 7.21), які своєю структурою нагадують кільця Сатурна. Крім того, на зображеннях при великих значеннях фазового кута зверху і знизу кільця на відстані до 10 000 км було виявлено світіння (гало, рис. 7.22), яке займало практично весь простір між планетою і кільцем, що було приписано розсіянню світла на пилових частинках.



Рис. 7.21. Кільце Юпітера (04.03.1979) та його фрагмент (праворуч)

Оскільки нахил площин екватора та орбіти Юпітера становить всього 3° (нагадаємо, що в Сатурна майже 27°), то постійно із Землі кільце спостерігається практично в торець, а тому при наземних спостереженнях у візуальних променях, в яких світіння Юпітера створює суттєвий фон неба, його в принципі неможливо було помітити. Ситуація змінилася коли довкілля Юпітера стали досліджувати через світлофільтри, довжина хвиль яких відповідала потужним смугам поглинання метану в далекій ІЧ ділянці спектра, у яких відбивна здатність Юпітера щонайменше в 20 разів менша і в ≈ 100 разів менша інтенсивності фону неба, що й дозволило виявити кільце при наземних спостереженнях. Ефективним виявилось спостереження покриття Юпітером зорі SAO 138820 11 грудня 1980 р. з просторовою роздільною здатністю 13 км, яке було проведене за допомогою розташованого на літаку 90-см телескопа (обсерваторія ім. Койпера). Воно не лише чітко вказало на

існування кільця, але й дозволило визначити оптичну товщину ($\tau = 0,008$). Але найповнішу інформацію про структуру кільця Юпітера дали експерименти на КА «Галілео» і спостереження з КТХ. Структурно кільця являють собою: головне, яке розміщено в середині орбіти супутників Метіса й Адрастея; гало, яке розташованого трохи ближче до планети; а також внутрішнє і зовнішнє (так звані павутинні кільця), які обмежені відповідно орбітами супутників Амальтеї і Теби (табл. 7.2 і рис. 7.22, 7.23).

Назва кілець	Відстань від центра	Maca	Альбедо	
	в радіусах планети	КМ	(кг)	
"Гало"	1,30-1,72	92000-	?	0,015-0,05
		122800		
"Головне"	1,72-1,81	122500-	(10^{13})	0,015-0,05
		129230		
Внутрішнє	1,82 - 2,55	129230-		0,015-0,05
павутинне кільце		181000		
Зовнішнє	2,55 - 3,15	181000-		0,015-0,05
павутинне кільце		221000		

Таблиця 7.2. Характеристика кілець Юпітера



Рис. 7.22. Загальна схема кілець Юпітера і їх розташування відносно орбіти супутників Метіса, Адрастея, Амальтея і Теба

Швидше за все, завдяки потужній атмосфері і значному магнітному полю, частинки не можуть довго залишатися в кільцях, а тому матеріал кілець має постійно поповнюватися. Основними джерелами цього можуть слугувати невеликі супутники Метіс і Адрастея, орбіти яких лежать у межах кілець. Виявилось, що кільця дуже темні (відбивна здатність 1,5-5%), але при $\alpha \rightarrow 180^{\circ}$ їх яскравість зростає майже в 100 разів; це свідчить про сильну витягнутість індикатриси розсіяння вперед для частинок кілець.



Рис. 7.23. Радіальний профіль кілець Юпітера. Барами сірого кольору показані орбіти Амальтеї і Теби

Вже перший спектр кільця в діапазоні 0,887-2,4 мкм вказав на відсутність характерних для води, метану чи аміаку смуг поглинання, що підтвердили й подальші спостереження (рис.7.24). Як видно, характер спектру кільця на різній відстані від центра Юпітера суттєво відрізняється, що приписано різній функції розподілу частинок за розміром у різних кільцях.



Рис. 7.24. Спектральна відбивна здатність кільця Юпітера на відстані від центра Юпітера (в тис. км) 78,6 (штрихпунктир), 93 (лінія з точок), 111 (штрих) і 125 (суцільна лінія)

7.3. Кільця Урана

Подібно до кілець Юпітера, кільця Урана також були виявлені за покриттям зірок планетою, а їх структура і властивості детально були досліджені за переданими КА «Вояджер» зображеннями і за отриманими наземними засобами в довжинах хвиль, які відповідають потужним смугам поглинання метану (рис. 7.25).

Було встановлено наступне.

1. Кільця Урана мають еліптичну форму, а їх площина трохи нахилена до площини екватора планети.



Рис. 7.25. Наземне зображення кілець Урана при $\lambda = 2,2$ мкм

2. Помітні збурення структури кілець, які перевищують похибки спостережень. Типове відхилення становить 0,5-2,0 км.

3. Має місце східно-західна асиметрія яскравості кілець, тоді як відношення яскравості північної і південної частин для більшості кілець рівне 3,2, а для кілець α та $\beta - \approx 1$. Останнє може бути пояснене або тим, що існує відносно невелике й однакове затінення в цих частинах кілець, або, можливо, що за час між спостереженнями пройшов якраз такий час, за який кільця повернулися на те ж саме місце на своїх орбітах.

4. За даними обробки отриманих у січні 1986 р. семи зображень системи Урана при $\alpha = 15,5^{\circ}, 21,0^{\circ}, 89,5^{\circ}$ і 172,5° для кілець 4, 5, 6, α , β , η , γ , δ , ε оцінено їх відбивну здатність і сферичне альбедо (0,014 ± 0,004).

5. Математичне моделювання спостережних даних показало, що середнє значення радіуса пилових частинок становить $(1,0 \pm 0,3)$ мкм, що, за аналогією з кільцями Сатурна, може характеризувати мікроструктуру основних частинок кільця розміром не менше 10 см, що було отримано за даними радіопросвічування.

Загальна характеристика 11 кілець Урана приведені в табл. 7.3.

Оптичну товщину кілець Урана також визначали за даними затемнення зірок (рис. 7.26).

Назва	Відстань від центра		Шири	Товщина	Оптична	Альбедо
	планети		на		глибина	
	в радіусах	(км)	(км)	(км)		
	планети					
1986U2R	(1,49)	(38000)	(2500)	(0,1)	< 0,001	(0,03)
6	1,597	41,840	1-3	(0,1)	0,2-0,3	(0,03)
5	1,612	42,230	2-3	(0,1)	0,5-0,6	(0,03)
4	1,625	42,580	2-3	(0,1)	0,3	(0,03)
Альфа(α)	1,707	44,720	7-12	(0,1)	0,3-0,4	(0,03)
Бета(β)	1,743	45,670	7-12	(0,1)	0,2	(0,03)
Ета(η)	1,801	47,190	0-2	(0,1)	0,1-0,4	(0,03)
Гамма(ү)	1,818	47,630	1-4	(0,1)	1,3-2,3	(0,03)
Дельта(б)	1,843	48,290	3-9	(0,1)	0,3-0,4	(0,03)
1986U1R	1,909	50,020	1-2	(0,1)	0,1	(0,03)
Епсилон(ε)	1,952	51,140	20-100	< 0,15	0,5-2,1	(0,03)

Таблиця. 7.3. Характеристика кілець Урана

Примітка: Похибка зазначених у дужках величин не перевищує 10%.



Рис. 7.26. Радіальний профіль оптичної товщини кілець є на вході в тінь (зверху) і виході з неї (внизу)

Оскільки в УФ діапазоні зареєстровано світіння до відстані 50 000 км від центра планети (тобто, до самих кілець), то атмосфера Урана може зумовлювати швидке гальмування швидкості частинок, що дуже ускладнює проблему походження й стійкості кілець Урана.

Дані наземної фотометрії при $0,021^{\circ} \le \alpha \le 2,54^{\circ}$ і обробка зображень з КА «Вояджер-2» дали можливість побудувати залежність яскравості кілець від сонячного фазового кута α , на якій практично відсутній зумовлений когерентним розсіянням ефект опозиції. Практично не вивчено спектральної залежності альбедо. Так, за даними ІЧ фотометрії через J, H і K фільтри сумарне альбедо кілець дуже мале і практично не залежить від довжини хвилі в межах $0,5 \le \lambda \le 2,3$ мкм.

Приблизно такі ж результати дали й спостереження з КА «Вояджер-2» при $\lambda = 412$, 480 і 550 нм для кілець α , β , η , γ , ε . Відзначимо, що така спектральна залежність характерна, наприклад, для чистого вуглецю. В той же час, спектри з більшою роздільною здатністю (рис. 7.27) показали, що в діапазоні 0,7-0,9 мкм спектр системи кілець Урана більш плоский, ніж для поверхні, наприклад, супутника Япета, тоді як в діапазоні 0,9-1,2 мкм він досить круто підвищується з ростом λ .

Така поведінка частково узгоджується зі спектром астероїда Іда, що може вказувати на присутність піроксенів у складі кілець Урана. Таким чином, існуючі спостережні дані показують, що кільця Урана вузькі й дуже темні. Вважається, що їх частинки, ймовірно, є кам'яно-крижаними, в яких метановий лід був перетворений в аморфний вуглець (сажу) під дією сонячного ультрафіолетового випромінювання.

Ще одна гіпотеза пропонує, що темний колір кілець може бути зумовлений тим, що з метанових льодових частинок кілець високоенергійними частинками потужної магнітосфери Урана вибивається чистий вуглець (сажа), який і залишається на поверхні частинок. Оцінки показують, що загальної маси кілець Урана вистачило б на невеликий супутник з діаметром близько 15 км. Для порівняння нагадаємо, що маса кілець Сатурна майже в 1000 разів більша. Не розв'язаною поки що є проблема стійкості кілець.

Можливо, що основним чинником їх утримування служать невеликі супутники в середині кілець, які стягують матеріал на свої орбіти і там його стабілізують. Проте такі супутники були виявлені лише в деяких кільцях, хоча не виключена їх наявність у всіх кільцях. Не виключено, що найвужча частина орбіти кілець може бути результатом присутності там супутників пастухів і саме там їх слід шукати. Недавно виявлене зовнішнє кільце Урана, подібно до кілець Сатурна виявилося синього кольору, що може бути зумовлено наявністю в ньому частинок меншого розміру, ніж в інших кільцях.



Рис. 7.27. Порівняння спектра системи кілець Урана (незаповнені кружки і трикутники з барами похибок) зі спектрами темної півкулі Япета

(зверху), вуглистих залишків метеорита Мурчісон (посередині) і астероїда Іда (внизу). Дані нормовані (вісь ліворуч) до спостережних даних при $\lambda = 0,56$ мкм для системи кілець і при $\lambda = 0,55$ мкм для супутника Япет, метеорита Мурчісон і астероїда Іда. На осі праворуч подано альбедо системи кілець

7.4. Кільця Нептуна

Хоча ці кільця, подібно до кілець Урана, також вперше були виявлені за спостереженнями покриття зірок Нептуном, але детально вивчити їх структуру дозволили зображення, які отримані з КА «Вояджер-2» та КТХ, а також наземні в потужних смугах поглинання метану (табл. 7.4).

1. Загалом система кілець розділена на основні 6 кілець, яким, згідно їх віддаленості від центра планети, були надані імена Галле, Левер'є, Лассел, Араго, поки що безіменне кільце та Адамс, які пов'язані з іменами астрономів, причетних до відкриття Нептуна (рис. 7.28). Найяскравішим серед них є кільце Левер'є, а їх яскравість при великих фазових кутах більша, ніж на малих.



Рис. 7.28. Схема кілець (суцільні лінії) і орбіт деяких супутників (пунктирні лінії) Нептуна

2. Як і передбачалось з наземних спостережень, кільця мають фрагментарну структуру (рис. 7.29), і найхарактерніше це проявляється у кільці Адамса, яке в одному із секторів довготи (близько 50°) поєднує 4 фрагменти дуги, що були названі Curage, Liberte, Egalite та Fratenite (в перекладі Відвага, Свобода, Рівність, Братерство). Кільце Левер'є також є системою окремих відрізків дуги з довжиною приблизно по 1000 км, що заповнюють всього 10-25% довжини орбітального кола.



Рис. 7.29. Профілі яскравості (Ф, у мікроянських на градус) чотирьох дуг кільця у відбитому світлі і еквівалентної ширини (W, в метрах, вісь справа) в залежності від орбітальної довготи L за даними КТХ (суцільна товста лінія) і КА «Вояджер» (суцільна тонка лінія)

3. Порівняння даних багаторічних спостережень переконливо свідчить про стійкість цих утворень на інтервалі часу мінімум у 5 років. В той же час можна відзначити кілька відмінностей між профілями дуг, особливо для дуг Свобода й Рівність. Так, дуга Свобода перемістилася на 2° у напрямку основного обертання, а ширина дуги Рівність дещо зросла; саме тому вони виявилися трохи прокрученими у напрямку обертання щодо їх положення в 1989 р.; також відмічено зміну їх інтенсивності. Ці зміни морфології і яскравості могли бути зумовлені, наприклад, перетіканням матеріалу від Свободи до Рівності. Це підтримує ідею про те, що пил, можливо, мігрує між сусідніми резонансними орбітами кілець. Нарешті, дуга Свобода між 2002 і 2003 рр. розбилася на дві вузькі смужки, ставши суттєво менш яскравою від дуги Братерство.
4. Подібно F кільцю Сатурна, кільце Адамса також нагадує своєрідний переплетений канат, що приписується гравітаційному впливу розташованих поруч супутників-пастухів.

5. Подібно до кілець інших планет, основні кільця Нептуна також показують тонку структуру.

Назва	Відстань		Ширина	Товщина	Оптична	Альбедо
	від центра		_		глибина	
	планети					
	в раді-	(км)	(км)	(M)		
	ycax					
	планети					
Галле (N42)	1,692-	40900-	~2000	150	10-4	-0.015
	1,733	42900			10	~0,015
Левер'є (N53)	2,148	53200	~110	700	~0.01	~0,015
Лассел	2,148-	53200-	~4000	400	10-4	0.015
	2,310	57200			10	~0,015
Араго	2,310	57200	< 100	?	?	?
Безіменне	2,501	61950	?	?	?	?
Адамс (N63)					0,001	
	2,541	62932	15-35	770	0,09 (в	~0,015
					арках)	

Таблиця. 7.4. Характеристика кілець Нептуна

Відбивна здатність кілець також знаходиться в межах 0,01-0,02, що близьке до альбедо розташованих поруч з кільцями супутників і яке притаманне частинкам з чистого вуглецю. Їх оптична товщина оцінюється у величину менше 0,1. Порівняння інтенсивності кілець за тривалий час показує, що інтенсивності кілець Адамса та Левер'є і варіації їх азимутальної яскравості в межах кілець дуже подібні, але має місце суттєва зміна в самих дугах кільця. Так, для дуги Братерство середній орбітальний рух склав 820,1118 \pm 0,0001°/добу, тоді як інші дуги показують відносне зміщення щодо дуги Братерство. Вважається, що за цей час у межах найстійкішої дуги Братерство відбулася ерозія дуже маленького супутника, що можливо й поповнювало її матеріалом; підтвердженням цього може бути червоний колір дуг.

Якщо дані про ослаблення системи дуг вірні, то це означає, що зараз втрата кільцями речовини є швидшою від їх поповнення за рахунок ерозії, тому що ніяка інша сучасна теорія не може описати таку швидку їх динамічну еволюцію. Доцільно згадати й механізм зіткнення частинок розміром у метри і більше. Як бачимо, хоча структурно кільця планет-гігантів в основному подібні, але за природою, імовірніше за все, суттєво різняться. Якщо кільця Сатурна скоріше всього є шершавими крижаними глибами малого розміру, то кільця інших планет-гігантів є пилом, подібним до пилового шару мікрочастинок навколо Землі.

8. Комети

одо походження комет відзначимо найчастіше згадувані гіпотези.

1. Еруптивна гіпотеза Ж. Лагранжа, яку активно розвивав С. Всехсвятський. Згідно до неї, комети формуються в процесі вулканічної активності планетгігантів та їх супутників. В результаті цього формуються короткоперіодичні комети, орбіти яких під впливом гравітаційної сили планет-гігантів з часом трансформуються в сильно витягнуті еліптичні або й параболічні.

Таким чином з'являються довгоперіодичні комети і комети які залишають межі Сонячної системи. Зараз ця екзотична гіпотеза являє лише історичний інтерес, а право на серйозну дискусію мають наступні.

2. Гіпотеза Г. Ольберса та А. Камерона, згідно якій ядра комет – це планетезималі, що утворилися на відстані 50-150 а. о. від центра Сонячної системи, а також близька до неї гіпотеза П. Лапласа та Я. Оорта, яка допускає наявність на відстані ~ 10^5 а. о. від Сонця величезного сховища законсервованих низькою температурою ядер, так званої хмари Оорта-Епіка. Ці гіпотези вписуються в схему їх утворення з газопилової хмари, тому комети – це продукт еволюції Сонячної системи. На їхню користь свідчить і виявлення безлічі транснептунових об'єктів у поясі Койпера і кентаврів. Наприклад, астероїд 2060 Хірон з часом був перекласифікований у комету 95/Р Хірон. В цих гіпотезах однією з найважчих проблем є розробка механізму, який спонукає до деформації орбіти.

3. Принципово нову **гіпотезу** свого часу висунув **Літлтон**, згідно якій комети є прибульцями з міжзоряного середовища, які захоплюються Сонячною системою на так званій **осі Нольке**. Цю гіпотезу розвивав В. Радзієвський, але в ній значно спрощується проблема різноманіття кометних орбіт.

З початку 1970-х років до наземних активно долучились позаатмосферні спостереження спочатку з борту висотних літаків і штучних супутників Землі, а пізніше й з КА. Завдяки цьому було розширено діапазон довжини хвиль і були проведені експерименти в навколо кометному довкіллі. Так, 11-24 січня 1974 р. КА «Маринер-10» передав на Землю зображення голови комети Когоутека в емісії L_a ($\lambda = 121,6$ нм) і вперше зареєстрував її протяжність на рекордну відстань у 30 млн. км. Черговому поверненню комети Галлея були приурочені місії: «Вега-1» і «Вега-2» (СРСР), «Giotto» (Європейське космічне агентство), «Suisey» та «Sakigake» (Японія), проект ICE при реалізації якого 11 вересня 1985 р. КА пройшов спочатку через плазмовий хвіст комети Джакобіні-Ціннера (мінімальна відстань становила 7800 км), а пізніше – ще й на відстані $2,8\cdot10^7$ км від ядра голови комети Галлея. Крім того, з грудня 1985 1986 p. ло початку березня p. проводились спектрофотометричні спостереження комети Галлея в далекому ультрафіолеті з орбіти Венери за допомогою орбітального УФ спектрометра КА «Піонер-Венера». У подальшому комети вивчалися ще й завдяки місіям «Deep Impact» (стартувала 12 січня 2005 р. та наблизилась до комети 4 липня 2005 р. і на швидкості 10,3 км/с врізалася в ядро комети Темпель 1) та «Stardust» (стартувала 7.02.1999, 2.01.2004 зблизилася з кометою 81P/Wild 2 і захопивши ряд частинок кометного хвоста повернулася на Землю). На 2012 р. вже досліджувались з близької відстані комети 9Р/Темпель 1, 81Р/Вільд 2 та 19Р/Бореллі.

2 березня 2004 р. було здійснено запуск КА «Rosseta/CNSR» (Comet nucleus sample return) до комети Чурюмова-Герасименко з метою доставити на Землю зразки ядра і летючих. Резервними в цій місії є комети Віртанена і Дютуа-Хартлі. Назва «Розетта» походить від так званого Розетського каменя з двомовним надписом, знахідка якого дозволила в свій час розшифрувати єгипетське ієрогліфічне письмо. КА, окрім панорамних камер, оснащений приладами для вивчення оптичних і фізичних властивостей комет і їх довкілля. Дослідження комети заплановано на травень 2014 р.

8.1. Загальний вигляд комет і їх оптичні властивості

На небосхилі комети з'являються у вигляді невеликих за розміром плям малої яскравості, які досить швидко рухаються на фоні зоряного неба. При наближенні до Землі збільшуються розмір і яскравість плям, міняється їх форма, іноді в центрі плями, яку прийнято називати голова (кома) комети, виділяється центральне зореподібне утворення, чітко яке називають фотометричне ядро. У подальшому в голові з'являються такі структурні форми, як галоси та оболонки. Під галосами розуміють утворення, які проектуються на небесну сферу у вигляді суцільних, або розірваних дуг, радіуси яких збільшуються з часом. Їх центр зазвичай співпадає з фотометричним ядром, або близький до нього. У деяких комет (наприклад, комета Галлея) існувало кілька центрів формування галосів. Оболонками називають структурні утворення того ж типу, що й галоси, але вони помітно яскравіші і завжди представляють собою розірвані дуги. Дещо пізніше з'являються хвости, які, як правило, спрямовані в протилежній від напрямку на Сонце бік; у деяких кометах видно ще й спрямовані на Сонце хвости, які прийнято називати антихвостами. Наприкінці 19-го ст. Ф. Бредихін дослідив відомі на той час зображення хвостів комет і розділив їх на три типи (рис. 8.1).



Рис. 8.1. Типи кометних хвостів

До 1-го типу віднесено хвости, які починаються безпосередньо з фотометричного ядра і спрямовані практично по радіус-вектору комети. За природою вони вважаються плазмовими. У слабких кометах він представляє собою майже прямолінійний вузький промінь, тоді як у яскравих – пучок променів, які нагадують цибулину, причому кожен з променів може бути хвилястим і показувати насичені згустками звивини тощо. Хвости 2-го типу нагадують продовження голови у вигляді смуги, ширина якої збільшується з віддаленням від голови. На малій відстані хвіст майже прямолінійний і спрямований вздовж радіус-вектора, а на відстані кількох градусів від голови з'являється помітна кривизна в протилежний від напрямку руху комети бік. За викривленням хвоста визначають прискорення, під дією якого він формується. Зазвичай воно становить 0,5-2,5 від значення гравітаційного прискорення. Хвости 3-го типу фактично є аналогом хвостів 2-го типу, але їх відхилення від напрямку радіус-вектора суттєво більше. Величина викривлення для цього типу хвостів відповідає прискоренню в 0-0,3 від гравітаційного.

У хвостах 2-го і 3-го типу інколи спостерігаються прямолінійні смуги, які, згідно класичним уявленням, утворюються при раптовому, так званому синхронному викиді хмар частинок з різною швидкістю. Ці смуги називають синхрони. Їх розділяють на повні синхрони, початок яких співпадає з ядром, і кінцеві синхрони, що беруть початок на деякій відстані від ядра. Якщо перші синхрони притаманні хвостам 3-го типу, то другі – хвостам 2-го типу. Так, на фотографіях комети Аренда-Роланда (1956 h-1957 III) крім основного газового хвоста було виявлено аж 7 синхрон, які були розташовані віялом у межах розкриву близько 80°. Згідно розрахунків синхрони були утворені викинутим з ядра протягом кількох годин пилом. Максимальне значення перпендикулярної до площини орбіти швидкості викиду становило 400-600 км/с. Інколи реєструються випадки раптової зміни форми хвоста і появу в них фотометрично неоднорідних деталей. Так, зображення комети Юрлова-Ахмарова-Хасселя III за 23 квітня 1939 р. виявили раптову зміну форми хвоста з прямолінійного одинарного на потрійний, що було пов'язано з двома

з прямолінійного одинарного на потрійний, що було пов'язано з двома потужними (3 бали) спалахами на Сонці 21 квітня. На зображеннях комети Хюмасона 1961е за 2/3 і 4/5 вересня 1962 р. з інтервалом 75-90 хвилин було виявлено 35 деталей хвоста, які рухались хаотично поперек хвоста із швидкістю до 42 км/с. Крім того, якщо на її зображеннях за 9 липня 1962 р. спостерігався віялоподібний хвіст, який являв собою продовження голови комети зі згаданими активними рухами, то 10 липня хвіст повністю відірвався від ядра комети в напрямку на Сонце, а безпосередньо біля ядра стало помітним утворення нового віялоподібного хвоста. Швидкість віддалення хвоста була оцінена в 9 км/с.

Явища відділення хвоста від голови спостерігались у багатьох комет, у тому числі й у комети Галлея. Але для неї неочікуваним виявилось збільшення прискорення, з яким віддалялась відірвана частина хвоста протягом перших 9 годин від початку відриву. Пізніше швидкість віддалення зменшилась і через кілька годин взагалі стала нульовою. Вважається, що рух речовини в хвостах 2го і 3-го типу, які складаються з пилу та іонізованих газів, добре узгоджується з дією гравітаційних і зумовлених тиском світла сил.

Для хвостів 1-го типу, який складається з іонізованих газів, було запропоновано магнітогідродинамічний механізм. Суть його полягає в тому, що коли голова комети стикається з пучком корпускулярної радіації Сонця, то внаслідок появи ударної хвилі виникає розігрів та іонізація газів голови. Магнітне поле пучка частково вмерзає в газ голови комети ,а коли корпускулярний пучок віддаляється, то виникає направлений до нього пучок магнітних силових ліній, який і визначає форму хвоста 1-го типу. Якщо турбулентний рух в пучку корпускулярної радіації слабкий, то хвіст комети може мати плоску форму. Розрахунки показали, що кут між хвостом і радіусвектором може відповідати спостережним значенням. Коли комета тривалий час не зустрічається з пучками корпускулярної радіації, то хвіст 1-го типу може взагалі щезнути. Подібно до хвостів 1-3 типів, антихвости також показують зміну в часі. Так, наприклад, в грудні 1973 р. з борту ШСЗ «Skylab» у комети Когоутека (1973XII) було зареєстровано направлений в бік Сонця аномальний пиловий хвіст протяжністю більше 2 млн. км, вигляд якого мінявся щоденно.

В середині 19-го ст. було відзначено, що в головах комет поруч з основним фотометричним ядром інколи з'являється одне, або й кілька вторинних ядер (наприклад, у комети Веста ядро розділилося на 4 фрагменти).

Зареєстровані з 1843 по 1970 рр. 89 явищ розпаду комет В. Голубєв розділив на 3 типи.

До 1-го віднесено 16 комет, для яких впевнено реєструвався розвал ядра, що чітко підтверджувалося позиційними спостереженнями розходження утворених складових і в деяких комет спостерігалося протягом кількох років.

До 2-го типу віднесено 32 комети, в яких ядро розпадалось на дві складові, але їх розходження не фіксувалось, саме ж явище спостерігалося протягом короткого проміжку часу (від кількох годин до 1-2 діб).

До 3-го типу віднесено 42 випадки, коли в головах комет спостерігалась так звана грануляція, тобто, велика кількість яскравих зореподібних фотометричних утворень. У деяких комет (наприклад Туттля 1861 III і Хода 1955V) окремі фрагменти розліталися з великою швидкістю. Але найефектніше явище розпаду спостерігалося з КТХ, коли комета Шумейкера-Леві 9 протягом року (липень 1993 – липень 1994 р.) розпалася на 22 добре видимі фрагменти (рис. 8.2), більшість з яких з 16 по 21 серпня 1994 р. зіткнулися з Юпітером.



Рис. 8.2. Мозаїка фрагментів комети Шумейкера-Леві 9

З наближенням комет до Сонця їх яскравість збільшується (рис. 8.3) і це збільшення задовільно описується емпіричним виразом

$$m(\Delta,r) = m_o - 5lg\Delta - 2,5nlgR, \qquad (8.1)$$

де ∆ – геоцентрична відстань комети, R – геліоцентрична відстань комети, n – фотометричний параметр, значення якого для різних комет різне.

Деякі комети показують асиметрію в закономірності зміни як інтегрального, так і монохроматичного блиску коли яскравість комети після проходження перигелію систематично менша (наприклад Когоутека 1973). У деяких комет (наприклад, Аренда-Роланда 1957 III) це проходить плавно, в інших (наприклад Уіппла-Федке-Тевзадзе 1943 I) супроводжується короткочасними спалахами, які визначаються як відхилення спостережного блиску від розрахованого за виразом (8.1); це було пов'язано з сонячною активністю і виверженням пилу в результаті накопичення і різкого розширення газів, які утворюються при випаровуванні леткого льоду.



Рис. 8.3. Зміна зоряної величини комети Галлея у фільтрі V; на шкалі вгорі вказано дні до і після перигелію

Поряд з такими тривалими варіаціями блиску існують вказівки й на існування короткоперіодичних змін. Так. за фотоелектричними спостереженнями комети Копфа через зцентрований на лінію Н_в світлофільтр з півшириною 9,8 нм було виявлено флуктуації блиску з квазіперіодом $4,63 \pm 0,17$ хвилин, який лосить близький ло 5-хвилинних коливань інтенсивності фраунгоферових ліній; спектрофотометричні спостереження комети Когоутека XII 19 і 30 січня 1974 р. виявили швидку зміну інтенсивності ряду емісійних смуг на протязі 5-40 хвилин.

Надзвичайно потужні спорадичні варіації блиску (до 500%) протягом кількох годин спостерігались у комети Галлея на дуже великій геліоцентричній відстані (8-11 а. о.) У комети 29Р/Швасмана-Вахмана 1 поряд з варіаціями блиску було зареєстровано ще й зміну параметрів лінійної поляризації: з 16 листопада 1976 р. до 10 лютого 1977 р. зоряна величина у фільтрі V і показники кольору B-V і U-B змінювались на $\approx 1^m$, ступінь поляризації на $\approx 12\%$ і положення площини поляризації майже на 70°.

Короткочасні зміни блиску були виявлені і в ІЧ діапазоні. Так, за даними спостережень комети Галлея з вересня 1985 р. до січня 1986 р. в довжині хвиль 1,4 (J), 1,63 (H), 2,19 (K), 3,79 (L) і 4,64 мкм (М) виявлено швидкі варіації в межах (1,5-2)^т за добу, у комети С/1995 ОІ (Hale-Bopp) в 1996 р. на оберненому до спостерігача боці було помічено від 6 до 8 реактивних джетів, а крива зміни блиску поблизу перигелію вказала на ротаційну періодичність з періодом 11,3 години; швидкість витоку пилу становила близько 0,4 км/с.

Серед основних механізмах світіння комет відмітимо такі.

Когерентне розсіювання (без зміни 1. частоти) сонячного газоаерозольним середовищем випромінювання формує так званий неперервний спектр. У випадку чисто газового середовища, для якого значення об'ємного коефіцієнта розсіювання збільшується зі зменшенням довжини хвилі приблизно пропорційно λ^4 , розмір зображення має збільшуватися при переході від видимої до УФ ділянки спектра; для чисто пилового хвоста комети в залежності від розміру частинок, показник ступеня буде меншим 4, а в деяких випадках буде ще й змінювати знак. Внаслідок цього може спостерігатись довільна зміна видимого розміру голови комети з довжиною хвилі. Оскільки в газопилових комет значно розрізняється співвідношенням між газом і пилом, то навіть наближено не можна прогнозувати зміну вигляду голови комети по її спектру.

2. Некогерентне розсіювання сонячного випромінювання зумовлює світіння (емісії) атомів і молекул газів у вигляді вузьких ліній і широких смуг. Оскільки не лише елементний склад комет різний, але й інтенсивність світіння газу в різних довжинах хвиль різна, то має спостерігатись велике розмаїття видимого розміру.

3. Інфрачервона (теплова) ділянка спектра формується завдяки випромінюванню енергії, накопиченій в процесі поглинання сонячного випромінювання у видимій ділянці спектра. Оскільки далеко не всім газам притаманні потужні смуги поглинання в довжині хвиль менше 1 мкм, то тут домінуючим буде поглинання пиловими частинками. Внаслідок цього пилинки, згідно виразам (1.228), будуть нагріватися до ефективної температури Т_{еф} і завдяки перевипромінюванню формуватимуть тепловий спектр (1.131а), вигляд якого буде визначатися природою пилинок і функцією їх розподілу за розміром.

В залежності від переважно діючого в кометі механізму світіння буде й різний розмір її зображення: найбільше – в емісії L_{α} , в центрі якого спостерігається надзвичайно яскраве відносно мале ядро, окутане дуже протяжною (на десятки, а то й сотні млн. км) оболонкою; на порядок менше – в емісії смуги (0-0) ОН при $\lambda = 309$ нм, ще менше – при $\lambda = 10,7$ мкм і найменше – в радіодіапазоні. Так, для комети Когоутека радіоспостереження при

 $\lambda = 18$ см в дублеті ОН на частоті 1665 і 1667 МГц дали розмір голови комети ~ 11', а радіоінтерферометричні при $\lambda = 3,71$ см – менше 1,4''.

Питання про розмір твердого ядра комети тривалий час залишалось відкритим. Першу достовірну інформацію про це стали одержувати спочатку завдяки впровадженню РЛ експериментів, а пізніше завдяки зображенням з КА. Так, проведена 2-8 січня 1980 р. радіолокація комети Енке при $\lambda = 12,6$ см дозволила вперше (хоча й з досить великою похибкою) визначити розмір її твердого ядра: 1,5 (+2,3, -1,0) км. Наступною була комета ІРАС-Аракі-Олкока 1983d, локація якої була здійснена в 1983 р. при $\lambda = 3,54$ і 12,9 см. Аналіз цих даних показав, що 1) ядро комети має грубу великомасштабну структуру з характерним масштабом, який перевищував довжину хвиль; 2) у відбитому сигналі практично відсутні ефекти багаторазового розсіяння на зовнішніх і внутрішніх структурах; 3) наближено ядро апроксимується тривісним еліпсоїдом із відношенням екваторіальних осей $\approx 1:2$ і середнім радіусом ≈ 3 -4 км; 4) ядро окутане гало з великих частинок, які не зв'язані з ним гравітаційно і їх внесок у величину поперечного РЛ перетину не перевищує 25%; 5) період обертання ядра становив ~ 1-2 доби, а вісь обертання нахилена до променя зору на кут не менше 45°.

Дещо іншу інформацію для цієї комети дала РЛ при $\lambda = 12,6$ см іншим авторським колективом, який у відбитому сигналі виявив вузькосмуговий і широкосмуговий піки приписані відбиттю сигналу ядром і великими частинками поблизу ядра. Оцінка розміру ядра за даними про вузькосмуговий пік дала розмір 5 км у моделі твердої льодяної поверхні і 16 км – в моделі рихлого снігового покрову. Період обертання ядра оцінено у 2-3 доби.

Розмір комети Галлея оцінювали за даними радіолокації при $\lambda = 12,6$ см і за переданими КА «Вега-1» і «Вега-2» зображеннями. РЛ експеримент вказав на середній розмір ядра менше 7 км, це виявилось досить близьким до результатів з КА (рис. 8.4). Згідно останнім, ядро – є вкритою великими нерівностями витягнутою глибою розміром $14 \times 7,5 \times 7,5$ км (похибка ~ 1 км), яка обертається навколо малої осі з періодом $2,2 \pm 0,05$ діб і великої – $7,4 \pm 0,05$ діб. Масу ядра оцінили в ~ $3 \cdot 10^{14}$ кг і густину в 0,6 г·см⁻³ (з фактором невизначеності близько 3).

Долучення наземних спостережень дозволило зробити висновок, що ядро обертається як несиметрична дзига, координати вектора кутового моменту в екваторіальній площині якої становлять: пряме піднесення 55° і нахил -36° для епохи 1950 р. Область невизначеності оцінено як конус навколо осі обертання з кутом половинного розкриття ~15°, але все ж не вдалося зафіксувати вісь обертання, амплітуда коливань якої оцінюється в $(14 \pm 3)^\circ$.

На низьку густину ядра комет вказали й дослідження комети 9Р Темпель 1 (0,2-1 г·см⁻³). На рис. 8.5 показано зображення ядра ще 3-х комет. Так, діаметр ядра комети Темпель 1 для різних проекцій знаходиться в межах 5,0-7,5 км при середньому значенні радіуса $3,0 \pm 0,1$ км. Як видно за формою, структурою і рельєфом ядра комет нагадують усі інші безатмосферні небесні тіла.



Рис. 8.4. Ліворуч – частинки кометної речовини в аерогелі після доставки на Землю КА «Stardust». Праворуч – зображення ядра комети Галлея за даними КА «Вега-2»



Рис. 8.5. Зображення комети Вільд 2 (зверху ліворуч), Бореллі (внизу) і 9Р Темпель 1 (зверху праворуч)

4.07.2005 зонд «Deep Impact» на великій швидкості врізався в ядро комети 9Р Темпель 1, що зумовило викид яскравого газопилового утворення (рис. 8.6), та збільшення блиску в R фільтрі в 11 разів.

В блиску комет також спостерігаються зумовлені обертанням зміни (рис. 8.7) за якими оцінено період обертання, наприклад, комети Р/Темпель 2 (8 годин 55,8 хвилин) і Р/Енне (15,08 ± 0,08 годин).







Рис. 8.7. Крива зміни блиску комети Р/Темпель 1 з періодом Т = 1,701 доби

8.2. Спектроскопія комет

Перші спектроскопічні спостереження пов'язані з іменами Донаті, Скіапарелі та Бредихіна, які виявили емісію молекул різних газів, більшість з яких ще в 19-му ст. було ототожнено з молекулами C₂, CH, CN, N₂⁺, CO⁺. На середину 20-го ст. цей список завдяки, головним чином, зусиллям французького астрофізика П. Свінгса було доповнено молекулами OH, NH, NH₂, OH⁺, CO₂⁺, CH⁺ та атомами O, Na, Ca, Fe, Mg, Ni тощо, а в подальшому ще й CH₄, C₂H₂, C₂H₆, HCN, CO, NH₃, H₂CO.

Високодисперсна спектроскопія виявила обертову структуру смуг багатьох молекул (напр. на рис. 8.8-8.12).



Рис. 8.9. Обертова структура R-гілки смуги 0-0 молекули CN (B $^{2}\Sigma^{+}$ - X $^{2}\Sigma^{+}$) і смуги 1-1 молекули 12 CN при λ = 386,4 і 387,1 нм у спектрі комети Галлея



(D ${}^{3}\Pi_{g}$ – $A^{3}\Pi_{u}$) та ацетилену в межах $\Delta\lambda$ 513-517 мкм в спектрі комети Галлея



Рис. 8.11. Відносний розподіл енергії в спектрі комети 109P/Swift-Tuttle



Рис. 8.12. IЧ спектр комети С/1995 О1 (Hale-Bopp) (3 - спостереження, 4 - модель); 1 - орто і 2 - парастан молекули води

Крім того, виявилось, що насиченість спектру емісіями та їх інтенсивність різна для різних комет і міняються з геліоцентричною відстанню, про що свідчать дані в табл. 8.1. Для багатьох комет виявлена східно-західна асиметрія в інтенсивності емісій.

Таблиця 8.1. Закономірності зміни вигляду спектру комет з геліоцентричною відстанню

R a. o.	Характер спектра
>3	Як правило, неперервний спектр, хоча є й комети з емісійними
	лініями
3	З'являється смуга (0-0) CN, яка показує зміну в голові комет
2	З'являється випромінювання триатомних молекул C ₃ і NH ₂ ,
	інтенсивність молекул C ₃ більша інтенсивності в смугах (0-1) CN
1,8	З'являються смуги Свана електронного переходу $A^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$
	молекули С ₂
1,5	Присутні всі молекулярні емісії голови (ОН, NH, CH) і
	з'являються емісії в кометних хвостах, в яких просторовий
	розподіл емісій CO^+ , N_2^+ і CO_2^+ приблизно однаковий а CH^+ і OH^+
	мають меншу протяжність
< 1,5	Інтенсивність смуг збільшується настільки, що часто навіть в

R a. o.	Характер спектра						
	низько дисперсному спектрі проявляється їх обертова структура.						
	При зменшені відстані до Сонця контури молекул С2 і С3						
	залишаються практично незмінними, а смуги CN, CH, OH і NH						
	показують більш розвинену обертову структуру; наприклад в						
	смузі (0-0) CN вже при її появі присутні обертові лінії до J = 10, а						
	на менших R з'являються лінії зі значеннями Ј у кілька десятків						

В ІЧ ділянці спектра поряд з емісіями присутні ще й притаманні водяному льоду смуги поглинання (рис. 8.13, 8.14).



Рис. 8.13. Спектр комети 17Р/Holmes (квадратики) і синтетичний воднокрижаний спектр частинок з розміром біля 2 мкм. Стрілкою показане місце малого френелівського піку при $\lambda = 3,1$ мкм шириною близько 0,15 мкм, який вказує на присутність на поверхні крижаних зерен

Одні з перших радіофізичних спостережень комети Когоутека 1973f виявили такі емісії: СН при $\lambda = 9$ см; ОН на частоті 1665 і 1667 МГц ($\lambda = 18$ см), які були приписані мазерному випромінюванню; основного переходу (1-0) H¹²C¹⁴N в межах частот 88,630-88,636 ГГц ($\lambda = 3,4$ мм), а також дві не ототожнені емісії при 86,2471 і 89,0105 ГГц. У спектрі комети Сукано-Сангуса-Фудзікава 1983е в діапазонах 44,0-46,0 і 47,5-49,5 ГГц ($\lambda = 7$ мм) було зареєстровано сигнал лінії j = 5-4 молекули HC₃N, інтенсивність якої погоджується з допущенням, що вона є батьківською для радикалу CN, а в радіовипромінюванні комети Галлея на частоті 4829,659 МГц ($\lambda = 6$ см) була виявлена емісія в лінії H₂CO переходу 1₁₁-1₁₀.



Рис. 8.14. Відносний тепловий спектр шести комет

Аналіз газових (H_2O , O[D], CN, C₃ та C₂) і пилових складових 25 комет вказав на пряму залежність між інтенсивністю емісії CN і потужністю пилової складової. Виявилось, що комети з великим вмістом CN характеризуються великим вмістом пилу, хоча молекули CN присутні як в кометах з малим вмістом пилу, так і в тих, у яких пил практично відсутній. Тому висловлено припущення про можливу наявність у кометах двох джерел походження радикалу CN: пилового і газового. У випадку газового джерела цей радикал може мати одну чи більше батьківських молекул.

8.3. Фотометричні і поляризаційні властивості

В середині 20-го ст. було встановлено, що спектральна залежність інтенсивності неперервного спектру ряду комет у видимій і ближній ІЧ ділянках спектра характеризувались як «червоніші від сонячного». Це означає збільшення їх відбивної здатності зі збільшенням λ, що знайшло

підтвердження спостереженнями у далеких УФ та ІЧ ділянці спектра. В подальшому виявилось, що міра почервоніння залежить від фазового кута та інколи показує ще й східно-західну асиметрію.

Порівняння спектрального розподілу відбивної здатності для комет, у яких за результатами спостережень з КА є відповідні дані ще й для ядра, показали, що спектр ядра завжди має більше почервоніння. Наприклад, якщо спектральна відбивна здатність голови комети Галлея практично не показувала почервоніння, то у ядра воно спостерігалось і нагадувало відповідні дані для астероїдів Р- та D- типів. Значно червонішим виявилось ядро комети Темпель 1, для якої при переході від $\lambda = 350$ до 950 нм відбивна здатність збільшилась більше, ніж у два рази. Дослідження закономірності зміни блиску комет у широкому інтервалі фазових кутів α показують як притаманний частинкам пік зворотного розсіяння, характерний прямого і так шершавому i безатмосферному небесному тілу опозиційний ефект (комета Ашбрука-Джексона). В той же час, для кометних ядер фазова залежність в усьому інтервалі α ідентична залежності для безатмосферних небесних тіл.

Поляризаційні дослідження комет були започатковані Д. Араго 3 червня 1819 р. спостереженнями комети 1819 Р/Тралес, при яких були присутні Гумбольт, Матий та Бувер. Вони переконалися, що інтенсивність світла в полярископі змінювалась тоді, коли на нього попадало світло комети. Але повноцінні дослідження розпочалися зі спостережень комети 1858 YI, коли за наполяганням Брюстера стали визначати ще й положення площини поляризації. Фазову залежність Р(α) виявив Еман у комет Юрлова-Ахмарова-Хаселя, Гунінгем 1940с і Параскевопоулс при $\alpha > 40^{\circ}$ та суто з теоретичних міркувань щодо резонансного флуоресцентного механізму запропонував її описувати виразом

$$P(\alpha) = P(90^{\circ})\sin^{2}\alpha/(1 + P(90^{\circ})\cos^{2}\alpha), \qquad (8.2)$$

який протягом багатьох років використовували для приведення значення поляризації Р при різних а, до одного. Початок активних поляриметричних спостережень пов'язано з яскравими кометами Аренда-Ролана (1956h) та Мркоса (1957d), завдяки яким було виявлено зміну орієнтації площини поляризації в різних ділянках хвоста комети Мркоса (1957d), спектральну залежність ступеня лінійної поляризації і значну відмінність Р цих двох комет. Оскільки останнє було приписано різним механізмам формування поляризаційних властивостей: розсіяння частинками для комети Аренда-Роланда (1956h) і флуоресцентне світіння газових молекул для комети Мркоса (1957d). Тому відмінність поляризаційних властивостей комет (рис. 8.15) стало основним аргументом в поділі комет за мірою їх запиленості.

Дослідження комети Ікея-Секі (1965 f) дозволило встановити наступне.

1. Ступінь поляризації емісійних деталей в лінії D_2 натрію для трьох ділянок комети становили P = 4,5,5,5 і 7% з положенням площини поляризації, яка була практично перпендикулярна вектору швидкості її руху. Механізм формування цієї поляризації було пов'язано з магнітним полем комети, орієнтація якого була паралельна вектору швидкості комети. Дещо пізніше вдалося дослідити ефект накачки енергетичних рівнів натрію в кометах сонячним випромінюванням. Вони показали, що якщо середній час між переходами, що виникають при зіткненні атомів, більший від середнього часу між актами флуоресценції, то спектр останнього буде сильно відрізнятися від рівноважного. Зокрема, завдяки орієнтації магнітних підрівнів потоком спрямованого випромінювання, розсіяне в напрямку Землі випромінювання мусить набути додаткову лінійну поляризацію в площині «Сонце-комета-Земля».

2. Спостереження з фільтрами, які вирізали емісію CN(0,0) при $\lambda = 388,3$ нм і C₂ при $\lambda = 474$ нм та ділянки неперервного спектра при $\lambda = 430$ і 587,5 нм вперше чітко вказали на те, що ступінь поляризації в емісії менша, ніж у неперервному спектрі. Так, перераховане на $\alpha = 90^{\circ}$ значення Р виявилось рівним 7,8 ± 1,7% (388,3 нм), 13,4 ± 1,0% (474 нм), 24,1 ± 7,5% (430 нм) і 17,9% (587,5 нм).

3. Площина поляризації хвоста комети при $\alpha \sim 54^{\circ}$ змінила орієнтацію на 90°, тобто, поляризація з додатної при $\alpha > 54^{\circ}$ стала від'ємною при менших α .



Рис. 8.15. Спектральна залежність ступеня поляризації голови комети Беннетта 1969і ($\alpha = 83.9^{\circ}$, точки) і комети Когоутека 1973f ($\alpha = 84.2^{\circ}$, хрестики)

Рис. 8.16. Зміна параметра Стокса U зі зміною α і параметра Q для комети Галлея

В подальшому були виявлені ще й такі особливості поляризаційних властивостей комет.

1. Спостереження комети Веста 1975 в IU ділянці спектра в межах сонячних фазових кутів $60^{\circ} \le \alpha \le 110^{\circ}$ виявили, що орієнтація площини поляризація не відповідає значенню $\psi = 90^{\circ}$ (рис. 8.17), це підтвердили й спостереження комети Галлея (рис. 8.16).

2. Подібно до безатмосферних небесних тіл, у багатьох комет при малих α присутня гілка від'ємної поляризації (рис. 8.18), що незалежно було виявлено за спостереженнями комети Веста 1975 пдвома групами (М. Кисельов з Г. Черновою та Н. Наріжна з колегами). Залежність Р(α) й положення точки інверсії практично для всіх комет досить близькі між собою.



Рис. 8.17. Не приведене до площини розсіяння спостережне положення площини поляризації Ч для комети Веста 1975 в довжині хвиль 1,00 (І'), 1,25 (J), 1,65 (H) і 2,25 (K) мкм та їх значення (штрихова лінія) у випадку коли б площина поляризації була перпендикулярною до площини розсіяння

Рис. 8.18. Спектральна фазова залежність ступеня поляризації для комети Галлея

3. Положення точки інверсії мало міняється з λ (рис. 8.19).

4. На противагу безатмосферним небесним тілам, ступінь поляризації при великих α збільшується зі збільшенням довжини хвилі (рис. 8.20).



Рис. 8.19. Спектральна зміна значення точки інверсії поляризації комети Галлея за Дольфюсом з колегами



Рис. 8.20. Спектральна залежність додатного (зліва) і від'ємного (справа) ступеня поляризації в неперервному спектрі комети Галлея

5. Дослідження розподілу блиску і ступеня поляризації по зображеннях комети Галлея, Темпеля 1 і NEAT C/2001 Q4 виявились досить специфічними (рис. 8.21).

6. Вже перша панорамна поляриметрія показала, що зі зміною положення деталі на зображенні голови комети міняється не лише ступінь поляризації, але й орієнтація її площини (рис. 8.22). Це може свідчити про те, що орієнтація вектора лінійної поляризації визначається положенням не площини розсіяння, а радіуса-вектора комети, що може бути зумовлене орієнтованими частинками в її атмосфері. Виявилось, що вигляд розподілу міняється не лише від комети до комети, але й з часом.

7. Світло багатьох комет є еліптично поляризованим і ступінь колової поляризації знаходиться в межах 0,3-0,5%; що вперше достовірно незалежно встановили А. Дольфюс з колегами та О. Мороженко з колегами для комети Галлея. не виключена і її залежність від α.

- 526 -



Рис. 8.21. Розподіл ступеня поляризації (P) і відносної інтенсивності (I_B) уздовж голови комети Галлея в неперервному спектрі: ліворуч – при $\alpha = 53,8^{\circ}$ в напрямку захід-схід (точки), праворуч – при $\alpha = 40,7^{\circ}$ в напрямку південьпівніч (світлі кружки)



Рис. 8.22. Ступінь поляризації і положення її площини для деталей диска голови комети Беннетта 1969і (ліворуч) і Р/Галлея (праворуч). Квадратом показано ядро, кружками – райони з високим ступенем поляризації

9. Емісії, найімовірніше, характеризуються лише параметрами лінійної поляризації, яка є додатною в усьому діапазоні α, її максимальне значення хоча й міняється від комети до комети, але завжди менше 10%.

8. 4. Теплові властивості

Одні з перших спостережень комети Ікея-Секі 1965f в далекій ІЧ і тепловій ділянках спектра дозволили встановити таке.

1. Інтенсивність теплового випромінювання збільшується зі зменшенням геліоцентричної відстані.

2. Темпи збільшення випромінювання ослаблюються зі збільшенням λ .

3. На спектральній залежності інтенсивності випромінювання чітко виділяються дві гілки (рис. 8.23), одна з них при $\lambda < 2,2-2,5$ мкм віддзеркалює спектральну залежність дифузно розсіяного сонячного випромінювання, а інша – при $\lambda > 2,5$ мкм – власного теплового, причому довжина хвилі розділу збільшується зі збільшенням геліоцентричної відстані.

В подальшому виявилось, що подібні властивості притаманні й іншим кометам, хоча потужність теплового випромінювання і довжина хвилі розділу двох гілок спектральної залежності – у різних комет різні. Це відображає, в основному, міру запиленості кометних атмосфер (більш запилені комети – тепліші). Подібно до всіх безатмосферних небесних тіл, ядра і пил в голові різних комет мусять мати дещо різну природу, що проявляється не лише в наявності різних смуг поглинання у видимому і ближньому ІЧ діапазоні довжини хвиль, але й у деталях теплового спектра. Різниця лише в тому, що згідно з законом Кірхгофа, це буде проявлятися у вигляді смуг не поглинання, а випромінювання (емісії), які будуть припадати на довжину хвиль з підвищеним значенням випромінювальної здатності даного тіла

$$\varepsilon_{\lambda} = n_{\lambda}^{2} \alpha_{\lambda} B_{\lambda}(T), \qquad (8.3)$$

де п_{λ} – показник заломлення, α_{λ} – коефіцієнт поглинання, $B_{\lambda}(T)$ – інтенсивність теплового рівноважного випромінювання при температурі T, яка визначається виразом (1.227). Так, у тепловому спектрі комети Веста 1975п, Беннетта 1969і, Галлея та деяких інших було виявлено досить потужний пік інтенсивності при $\lambda = 10$ мкм (рис. 8.23), який приписано емісії силікатних частинок, тоді як у спектрі комет Стефана-Отерма, Свіфта-Герельса, Кернса-Кві, Ганна, Грігга-Шьєлерупа Еліаса 1981Х, Брорсен-Меткалф 1989о цей пік відсутній.

Крім цієї емісії, у спектрі комет Когоутека 1973f і Галлея виявлено ще й емісію при $\lambda = 3,3$ і $3,52 \pm 0,02$ мкм. Останню було приписано молекулам органіки, однією зі складових яких є кисень. Крім того, емісійні деталі присутні і при більших λ . Подібно до світіння комет у візуальних променях, в тепловій ділянці також спостерігається асиметрія в напрямку Сонце – анти-Сонце (рис. 8.24). Для комет проблематичною є оцінка температури, що зумовлено, в першу чергу, невизначеністю поняття «розмір пилового середовища» і надзвичайною розрідженістю останнього. Тому не дивно, що навіть для однієї й тієї ж комети за одними і тими ж спостережними даними можна зустріти різні оцінки температури, які базуються на використані різного її поняття.

Найчастіше визначається колірна температура. Так, у комети Брорсен-Меткалф 1989о на геліоцентричній відстані 0,51 і 0,59 а. о. колірна температура оцінена в 430 ± 9 К і 410 ± 11 К, що всього на 6-12% більше від радіаційної рівноважної температури випромінювання абсолютно чорного тіла, а в комети IPAC-Аракі-Олкока колірна температура знаходилась у межах 307-330 К. Різне значення колірної температури у різних кометах відображає не лише різницю у геліоцентричній відстані, але й міру запиленості атмосфери пилом і відмінності природи її частинок.

В окремих випадках визначаюєься обертова температура. Так, за даними про обертову структуру смуги Свана 0-0 молекули C₂ в спектрі комети Галлея в межах довжини хвиль 513-517 нм було отримано, що інтенсивність ліній з обертовими рівнями $j \le 15$ відповідає обертовій температурі у межах 600-700 K, тоді як для j > 15 - досягає 3200 K.

Всупереч цьому, з аналізу обертової структури смуги поглинання при $\lambda \sim 3$ мкм в тепловому спектрі хмари, яка була утворена після зіткнення КА «Deep Impact» з ядром комети Темпель 1 і яка була приписана молекулам H₂O і HCN, обертова температура була оцінена приблизно в 40 К.

Інколи визначають ще й спінову температуру (див. п. 3.1.2). Так, дані про обертову структуру смуги v₂ води поблизу довжини хвилі 2,7 мкм в спектрі комети Галлея показали, що відношення кількості молекул H₂O в орто- і в парастанах становило 2,73 ± 0,17 і 3,23 ± 0,37 за спостереженнями 24 грудня 1985 р. і 23 березня 1986 р. За цими даними було оцінено спінову температуру в 35(+9, -5) К до перигелію і більше 40 К після. Аналіз обертової структури емісійної смуги NH₂ (при λ = 596-604 нм) в спектрі комети Темпель 1 привів до спінової температури в 25 К, яка залишалася практично незмінною як до, так і після зіткнення КА «Deep Impact» з її ядром.





Рис. 8.23. Спектральна залежність випромінювання (I) комети Веста 1975п при різних α і в різні дати спостереження



Рис. 8.24. Асиметрія теплового випромінювання комети Галлея при $\lambda = 10,8$ мкм

Ефективна температура може бути визначена лише для ядер комет, для яких за даними КА виміряно не лише інтенсивність теплового випромінювання, але й їх розмір. Так, для ядра комети Темпель 1 вдалося навіть вивчити розподіл Т по диску (рис. 8.25), значення T_{max} = 333 К припадало на підсонячну точку.



Рис. 8.25. Температурні контури на зображенні ядра комети Темпель 1

8.5. Плазма в навколоядерному просторі

Про наявність іонізованих газів і плазми в довкіллі кометного ядра говорилося з часу відкриття в спектрі емісії іонів різних газів., що підтвердили спостереження ефектів покриття кометами джерела радіовипромінювання та експериментами на КА. Так, спостереження 5 січня 1974 р. на частоті 327 МГц за проходженням комети Когоутека перед радіоджерелом PKS 2025-15 виявило значні флуктуації інтенсивності радіовипромінювання, які приписали його взаємодії з кометною плазмою, а також дрібномасштабній плазмовій турбулентності з хвильовим числом 1,25·10⁻⁸ см⁻¹. Наступне спостереження ефекту покриття кометою Остіна 1982g радіоджерела 1242+41 на частоті 1,5 ГГц виявило зміщення положення радіоджерела на 1,3″ в момент, коли воно

знаходилось на відстані 2,2·10⁵ км від центра плазмового хвоста, що могло зумовлюватись рефракцією радіопроменя в земній атмосфері чи кометній плазмі пр електронній густині $\approx 10^4$ см⁻³. Ця невизначенність була спростована через кілька годин, коли проекція радіо джерела перемістилась на протилежний бік від радіус-вектора також приблизно на таку ж відстань, та коли відмічалась поступова зміна позиційного кута положення електричного вектора на 140°, що не могло зумовлюватись земною атмосферою. Останнє могло викликатись як обертанням радіоджерела, так і кометною плазмою площини (ефект який полягає в обертанні поляризації Фарадея, електромагнітної хвилі при її поширенні через розріджену намагнічену плазму). За справедливості останнього механізму необхідно, щоб густина кометної плазми становила ~10⁴ см⁻³, а потужність магнітного поля була $\sim 5.10^{-4}$ Тл (хоча такий спостережний ефект може мати місце і при дещо більшій густині та пропорційно меншій потужності магнітного поля).

Найдетальніше плазма була досліджена біля комети Галлея експериментами на КА «Вега». Отримані дані показали наступне.

1. При підльоті до комети реєструвався відносно швидкий і «гарячий» сонячний вітер, згідно чого на відстані 2-3 млн. км від ядра комети швидкість, концентрація і температура протонів становили 580 км/с, 12 см⁻³ і 1,2·10⁵ К (КА «Вега-1») та 620 км/с, 11 см⁻³, 3·10⁵ К (КА «Вега-2»). Сліди іонів кометного походження вперше були зареєстровані на відстані ~ 5 млн. км від ядра, з наближенням до області ударного фронту в сонячному вітрі стали збільшуватись збурення плазми, які на рис. 8.26 позначені лініями 5.

2. Енергетичні спектри плазми (рис. 8.27) показали, що в ньому на відстані приблизно 800 тис. км (4:20UT) від ядра переважали широкі одиночні максимуми, які відповідають так званим термалізованим протонам і α -частинкам сонячного вітру, що рухаються із швидкістю 350-400 км/с. При зменшені відстані з'явився другий пік, який відповідав енергії, яка суттєво більша енергії протонів сонячного вітру, що було приписано кометним іонам. На відстані 300 тис. км (6:15UT) потоки протонів сонячного вітру зрівнялись з потоками кометних іонів, а вже на відстані 15 000 км (6:45UT) зумовлені сонячним вітром іони перестали спостерігатись в напрямку на Сонце, тому в цій області, яку було названо мантією важких іонів, реєструвався лише широкий розподіл повільних кометних іонів. На відстані приблизно 100 тис. км (7:35UT) – знову з'явилися кометні іони (з подальшою появою термалізованих протонів сонячного вітру).



Рис. 8.26. Схема просторової структури плазмового поля в довкіллі комети Галлея за даними КА «Вега-1» і «Вега-2»: 1 – область ударної хвилі, 2 – область кометної плазми, 3 – кометопауза, 4 – мантія важких іонів, 5 – збурення кометної плазми

3. Виявилось, що концентрація молекул зменшується при віддаленні від ядра згідно ~ R⁻²exp[-R/L]; тут L ~ $2 \cdot 10^6$ км — званий масштаб іонізації. Повна швидкість газоутворення становить $1,3 \cdot 10^{30}$ молекул/с при швидкості молекул нейтрального газу ~ 1 км/с.

- 534 -



Рис. 8.27. Усереднені по двохвилинних проміжках односекундні спектри іонів, виміряні в напрямку на Сонце 6 березня 1986 р. (зліва) і на комету 9 березня 1986 р. (справа). Чорними чотирикутниками показані межі мантії з важких іонів

8.6. Природа комет

Ще в середині 20-го ст. М. Овенден та Ф. Уіпл висловили думку, що кометні ядра – це рій частинок різного розміру, які складаються із замерзлих газів, у які вкраплені тверді частинки (пил); тобто, це пил, який вморожений у лід із замерзлої води, аміаку, метану та інших багатоатомних сполук. При наближені до Сонця починається випаровування цих газів з поверхні ядра, разом з яким виноситься й пил переважно дрібного розміру. Великі частинки залишаються в ядрі і після кількох проходжень комети біля Сонця можуть створювати теплоізоляційний шар, який мусить сильно зменшувати процес подальшому випаровування. У модель кометного ядра багаторазово вдосконалювалась, але незмінним залишалося те, що спостережний прояв структури і світіння комет (у тому числі й у тепловій ділянці спектра) є наслідком виверження з кометного ядра газопилової суміші, правдоподібність чого підтвердили передані космічними апаратами зображення комети Галлея.

Так, на переданих КА «Джотто» зображеннях освітленого боку ядра комети було зареєстровано кілька активних джерел викиду речовини.

Було висловлено припущення, що волокниста форма кристалів, яка утворюється при конденсації в газі, сприяє швидкому утворенню агрегатів дуже низької густини. Щоб уникнути їх розплавлення і випаровування при зіткненні, відносна швидкість мусить бути не більше 0,1 км/с, чому сприяє наявність газового середовища. Утворений при такій швидкості згусток мусить мати густину менше 0,3 г/см³ що, до речі, повністю погоджується з приведеною вище оцінкою густини ядра комет Галлея і Темпель 1. Така ситуація притаманна кометам з малим розміром ядра. А ядро великих комет (розміром від 10 до 100 км) мусить втрачати пористу структуру і становити суцільну глибу.

Оскільки у комет відбувається практично безперервне (хоча й з різною активністю) викидання матерії з ядра, то для кожної з періодичних комет при новій її появі мають поглиблюватися впадини в місцях активності. Так, для періодичної комети Енке за кожний оберт навколо Сонця глибина активної зони може збільшуватись майже на 10 м.

Насичені летючі	H_2O, CH_4, NH_4	40%
Ненасичені, які здатні до реакцій;	$H_2O_2, N_2H_4,$	30%
складніші органічні молекули;	NH ₂ OH, HCN,	
неорганічні й органічні сполуках, які	$C_2H_2, C_2H_4;$	
стійкі лише при низькій температурі		
Інертні, не летючі	Силікати, окиси	30%
	металів, відновлені	
	метали?, зерна	
	вуглецю?	
Вільні радикали	H, NH, OH, CH,	1%
	СH ₂ тощо	

Газову складову комети на початку 1960-х років Б. Донн передбачив у такому вигляді.

За даними масспектрометрії нейтральних газів з борту КА «Джотто» в спектрі, який охвачував інтервал атомної маси 1-37, було виявлено, що найпотужнішим є пік, який відповідає 28, тому основний внесок було приписано молекулам СО та N₂. За цими даними було розраховано відносну концентрацію молекул: [n(CO)/n(H₂O)] \leq 0,07 на відстані 10 000 км від ядра, [n(CO)/n(H₂O)] \leq 0,24 на 20 000км і [n(N₂/n(CO)] < 2 в межах 20 000-75 000 км. Крім того, за даними про обертову структуру емісії деяких молекул визначався ще й ізотопний склад (наприклад ¹²C/¹³C = 65 ± 9 для комети Галлея і 95 ± 40 для комети Когоутека; ¹⁴N/¹⁵N \geq 200, ¹⁸O/¹⁶O = 0,0023 ± 0,0006 і 0,6·10⁻

 $^{4} \le$ D/H \le 4,8·10⁻⁴ для комети Галлея). За даними про інтенсивність емісії оцінювалась швидкість продукування тих чи інших молекул (рис. 8.28).



Рис. 8.28. Зміна в часі швидкості продукування молекул води (лінія) і атомів водню (світлі кружки) для комети Галлея

Незалежна оцінка за радіоспостереженнями в радіолінії ОН на частоті 1667 МГц покриття кометою Галлея галактичних джерел радіовипромінювання виявилась досить близькою. Кількість молекул ОН на промені зору в комі комети була оцінена в $1,2 \cdot 10^{35}$, що при часі життя молекули до фотодисоціації $3 \cdot 10^5$ с відповідає темпу утворення молекул $3,9 \cdot 10^{29}$ молекул/с.

При прольоті КА «Вега-1» і «Вега-2» через довкілля ядра комети Галлея визначалась і концентрація нейтральних газів. На відстані 10^5 км від ядра вона виявилася рівною 10^4 см⁻³, а при зміні відстані від 33 тис. до 275 тис.км – зменшувалась, відповідно, із залежністю ~ \mathbb{R}^{-2} . Було виявлено ще й асиметрію зміни їх концентрації на ділянці зближення і віддалення апарата від ядра.

Через хвіст комет чітко проглядаються яскраві зорі, що дало підставу одному з дослідників висловитись, що «комети є нічим, яке світиться». Нечисленні фотометричні спостереження ефектів покриття кометами зір дозволили оцінити оптичну товщину цього «нічого». Так, для комети Бовела на відстані 543 км від її ядра було зареєстровано ослаблення всього на 3 %, що відповідає оптичній товщині на промені зору ~ 0,03. Набагато потужніше ослаблення приводиться для комети Леві, для якої на відстані 3500 км від центра голови комети ослаблення сягало 15% і приблизно в два рази меншим воно було на відстані 6900 км.

Фізичні характеристики пилу оцінювались за даними поляризаційних і теплових спостережень. Так вже перші дані про залежність $P(\alpha)$ в неперервному спектрі стимулювала роботи щодо їх порівняння з модельно розрахованими для різного значення показника заломлення і різних параметрів функції розподілу частинок за розміром (для моделі однорідних і шаруватих сфер). Успішнішим виявилось моделювання для двошарових поглинальних сферичних частинок при аналізі спостережень комети Галлея при $\lambda = 1,25, 1,65$ і 2,25 мкм, коли приймалось, що окремі шари частинок характеризуються різним значенням комплексного показника заломлення m(λ), а розміри частинок знаходяться в межах від 0,1 до 140 мкм при їх середньозваженому значенні 7 мкм (рис. 8.29 ліворуч).



Рис. 8.29. Ліворуч – порівняння спостережних (для комети Галлея) і розрахованих для двошарових частинок з такими параметрами: $m_1 = 1,7 + 0,0i$, $m_2 = 1,4 + 0,05i$ ($\lambda = 2,25$ мкм); $m_1 = 1,70 + 0,26i$, $m_2 = 1,40 + 0,05$ ($\lambda = 1,65$ мкм) та $m_1 = 1,64 + 0,19i$, $m_2 = 1,64 + 0,19i$ ($\lambda = 1,25$ мкм). Індекси 1 і 2 відносяться до ядра й до оболонки частинки. Праворуч – те ж саме для комети Галлея (точки) і Бредфілда 1987s (кружки) та розрахунок для двомодального розподілу частинок за розміром

Одначе виявилося, що в цих моделях для однієї функції розподілу густини за розміром неможливо погодити таке: залежність $P(\alpha)$ в широкому спектральному інтервалі, орієнтацію площини поляризації слід брати не до екватора інтенсивності, а відносно радіус-вектора, також наявність колової поляризації. Тому було висунуто припущення, що частинки є несферичними,

дуже великими і шершавими (агрегатними) та орієнтованими. Таким частинкам притаманні як властивості світла, розсіяного безатмосферними небесними тілами (практична незалежність точки інверсії від довжини хвилі), так і великими частинками (специфічність фазової залежності блиску).

Наприклад, розрахунки в моделі двомодального розподілу сферичних частинок за розміром (дрібні й великі шершаві частинки) дали добре погодження зі спостережними даними (рис. 8.29 праворуч). Відзначимо, що розрахунки для шершавих частинок велися за формулами Френеля із врахуванням нерівностей, які характеризуються параметром $\sigma = z_x^2 + z_y^2$ (тут z_x і z_y – нахил нерівності по відповідних координатах) і співвідношенням внеску шершавості великих частинок, яке визначається як відношення f_R внеску шершавої складової до повної інтенсивності.

Успішнішим виявилось погодження спостережних і розрахованих теплових спектрів. Так, для комети Веста 1975n добре погодження в інтервалі Δλ 4-20 мкм було досягнуто для силікатно-вуглецевих пилових частинок: 1) кометний пил є сумішшю силікатних і аморфних вуглецевих частинок, маси яких знаходяться у відношенні 40:1, а функція розподілу частинок за розмірами відповідає степеневому закону г⁻ⁿ; 2) частинки є двошаровими агрегатами, у яких внутрішнє силікатне ядро окутане тонкою (менше 10 нм) вуглецевою оболонкою, маси яких знаходяться у співвідношенні 8:1. Розрахунки показали, що аморфний вуглець відповідальний за вигляд спектра в діапазоні довжини хвиль менше 3-4 мкм, а силікати визначають вигляд спектра при $\lambda > 4$ мкм. При цьому, наявність чи відсутність характерної для силікатів емісії при $\lambda = 10$ мкм, а також її потужність визначається величиною параметра п. При n = -2, коли внесок великих частинок є суттєвим, ця смуга відсутня, але чітко проявляється вже при n = -3, 0. Збільшення вмісту вуглецю призводить до аналогічного результату, але супроводжується появою емісійної смуги ще й при $\lambda = 3$ мкм, яка рідко спостерігається в спектрі комет. Крім того, ця модель добре описує й зміну вигляду спектрів з геліоцентричною вілстанню.

РЛ експерименти при $\lambda = 12,6$ см дозволили оцінити радарне альбедо у комети 2Р/Енке (0,05) і Галлея (< 0,045). Крім того, у відбитому сигналі неочікувано було виявлено широкосмуговий пік і надзвичайно малу деполяризацію ($\mu_c = 0,015$ -0,21) відбитого сигналу. Це дозволило зробити висновок, що частинки у довкіллі ядра мають розмір від міліметра до кількох сантиметрів.

Найповнішу інформацію щодо пилових частинок у хвості комет також було отримано за експериментами з КА. Так, за даними про залежність кількості зареєстрованих зіткнень з частинками масою m на різній відстані від ядра комети Галлея (в допущені, що питома густина частинки становить 3 г.см ³) було оцінено максимальне значення їх радіуса в 0,01 мм. Якщо вважати, що приведені вище оцінки густини ядра комети Галлея і Темпеля 1 менші від 0,5 г·см⁻³, то цю оцінку радіуса треба збільшити щонайменше удвічі. Крім того, було оцінено середню швидкість продукування пилових частинок як (10-13)·10⁶ г/с за даними КА «Вега 1» і (5-7)·10⁶ г/с – за даними КА «Вега 2».

Відзначимо, що КА «Джотто» перший удар частинки зареєстрував на відстані $2,9\cdot10^5$ км, загалом було зареєстровано 12 тис. частинок, маса яких знаходилася в межах від 10^{-17} до $1,4\cdot10^{-4}$ г. Вважається, що незважаючи на таку незначну масу частинок, саме зіткнення з ними зумовило зменшення швидкості КА на 23,2 мм/с, що проявилось у доплерівському зміщенні частоти сигналу на 4,7 Гц. З аналізу інтенсивності в неперервному спектрі за даними високодисперсної спектрофотометрії газопилової хмари, яка з'явилася після зіткнення зонда «Deep Impact» з ядром комети 9Р Темпеля 1 було прослідковано зміну насиченості хмари пилом (рис. 8.30).



Рис. 8.30. Зміна насиченості (F) пилової хмари, яка з'явилася після зіткнення зонда «Deep Impact» з ядром комети 9Р Темпеля 1

Що стосується елементного складу пилових частинок, то за даними ударного масспектрометра з борту КА «Вега-1» для комети Галлея було зроблено висновок, що пилові частинки мають пористе мінеральне ядро хондритового типу з густиною 1-2 г/см³ вкрите оболонкою зі ще більше пористого тугоплавкого матеріалу з густиною 0,3-1 г/см³. Середній відносний вміст елементів у ядрі було визначено таким: оболонка – H(400), C(500), N(200), O(100), S(10); хондритне ядро – C(100), O(300), Na(2), Mg(70), Al(5), Si(100), S(40), Ca(4), Fe(70) і льоду (H(300), O(150)); цифри в дужках нормовані на вміст кремнію, значення якого прийнято рівним 100.

Органічні молекули виявлялись реєстрацією додатних молекулярних іонів, які утворилися при ударі пилу об срібну пластину мішені

масспектрометра. Були виявлені різні органічні сполуки, представлені наступними групами молекул: сполуки С і Н (пентин, гексин, бутадієн, пентадієн, циклогексан, циклогексадіен, бензол, толуол); сполуки С, N і Н (ціан-воднева кислота, ацетон-нітрил, пропан-нітрил, іміно-метан, іміно-етан, іміно-пропен, пірролін, піррол, імідазол, пірідін, пурін, аденін); сполуки С, О і Н (метанол, етанол, мурашина кислота, оцтова кислота); сполуки С, N, O і Н (ізоціанова кислота, матанол-нітрил, метаналимін, оксимідазол, оксіпірімідін, ксантін). На завершення відзначимо, що загалом властивості комет непогано вивчені, але, подібно до всіх вище розглянутих тіл Сонячної системи, багато проблем ще очікують свого розв'язання.
9. Екзопланети у Нашій Галактиці

умки, що навколо інших зір є планетні системи подібні нашій існували давно. Так, ще Епікур (341-270 до н.е.) вважав, що є незліченна кількість подібних нашому світів, а

Дж. Бруно – що Всесвіт нескінченний, зірки – це дуже віддалені сонця і крім видимих небесних світил є ще багато невідомих нам космічних об'єктів.

Вже у 20 ст. відомий астрофізик І.С. Шкловський у сенсаційній роботі (Вселенная, жизнь, разум. М.: Наука, 1987. – 320 с.) навів результати дослідження кратності для 123 найближчих до нас зірок сонячного типу, серед них 57 виявилися подвійними, 11 – потрійними і 3 – четверними зорями; тобто майже 60 % всіх зірок сонячного типу є кратними.

В дійсності, мабуть, цей відсоток повинен бути ще вищим, оскільки їх маломасивні компоненти неможливо було спостерігати через недостатню на початок 1980-х років точність при використанні методики спектральних спостережень. Екстраполяція залежності числа пар від відношення маси компонентів для різних періодів обертання зірок (від 0,01 до 100 000 років) дозволила стверджувати, що повна кількість подвійних систем з масою менших компонентів > 1·М_ю повинна бути > 110. Іншими словами, якщо враховувати достатньо малі значення відношення $M_{\text{комп}}/M_{\text{центр.зорі}}$, то отримаємо, що практично всі зорі сонячного типу якщо не кратні, то повинні б мати планетні системи.

Виходячи з розміру відомого Всесвіту, згідно теорії імовірності випливає незаперечний висновок, що наша Сонячна система не повинна бути унікальною у Всесвіті. За досить приблизною оцінкою у тій частині Всесвіту, яку можна спостерігати через найпотужніші телескопи, повинно налічуватися близько 5·10⁷ галактик, найбільші з котрих вміщують по кілька тисяч мільярдів зірок. При можливому існуванні Всесвіту близько 14 млрд. років кожної години у ньому повинно б формуватися близько 1 мільйона планетних систем. Але питання їх виявлення довго залишалося відкритим і лише завдяки сучасним астрономічним методам з'явилися опосередковані і прямі вказівки на реальне існування позасонячних планет.

У 1987 р. американські астрономи Дж. Марсі й П. Батлер з Лікської обсерваторії почали багаторічні спостереження спочатку спеціально відібраних 120 близьких зірок сонячного типу і трохи холодніших, вибірка яких у середині 1990-х років розширилась до 1330. З 1993 р. до дослідження підключилися європейці – М. Майор і Д. Келос із Женеви на 1,93-м телескопі Обсерваторії Верхнього Провансу (Франція), які вимірювали променеву швидкість ≈ 100 зірок до 8 зоряної величини з похибкою ≈ 15 м/с. Вже у вересні 1994 р. у зірки 51 Ред вони виявили коливання радіальної швидкості з амплітудою майже в 60 м/с і періодом 4 доби, про що вони оголосили 6 жовтня 1995 р. Це зумовило кількатижневу дискусію щодо реальності існування такого типу об'єктів. Кінець дискусії поклали Дж. Марсі й П. Баталер, які виявили такі ж коливання за даними своїх більш ранніх спостережень, а «свою» першу планету вони виявили 30 грудня 1995 р. Повторний аналіз спостережень з кінця 1980-х і в 1990-ті роки привів до того, що у жовтні 1995 р. було оголошено про відкриття 8 планет, які обертаються навколо зірок сонячного типу.

Про можливе існування планет біля пульсара PSR 1257+12 американський астроном О. Волжан повідомив ще в 1992 р. Він із аналізу кількамісячних вимірювань періодичності сигналу на радіотелескопі в Аресібо прийшов до висновку, що пульсар оточений як мінімум системою з трьох планет з масами у кілька мас Землі і великими півосями у межах 1 а. о. На початку 2005 р. було оголошено про відкриття четвертого компонента цієї системи, що перебуває на відстані до 4 а. о. і масою трохи менше карликової планети Церери. Планетні системи навколо пульсарів мабуть є дуже рідкісним явищем тому, що в подальшому виявлено ще тільки один газовий гігант біля пульсара PSR B1620-26 b (Мафусаїл), велика піввісь орбіти якого досягає 23 а. о., що приблизно відповідає орбіті Урана у Сонячній системі.

Планети навколо інших крім Сонця зір прийнято називати екзопланети.

Зараз активно досліджується біля 3000 найближчих до Сонця і найяскравіших зірок спектральних класів від «А» до «М» з похибкою визначення доплерівської швидкості менше 1-3 м/с. На 15 червня 2012 р. вже було відкрито 778 планет (типу планет-гігантів) навколо 625 зірок, а також планетні системи навколо 101 зірок, кількість планет у яких більша однієї, а в зорі HD10180 — навіть семи. Крім того, було зареєстровано проходження планет по диску зорі.

Зорі, у яких виявлені екзопланети, знаходяться на різній відстані: найближча (Проксима Центавра) – перебуває у 270 000 разів дальші Сонця (4,22 світлових років), з планетною системою – на відстані ≈ 10 світлових років (Epsilon Epiдана), а самої далекої – 51 000 світлових років (Kepler-35 Лебедя).

В останні роки до наземних спостережень підключилися позаатмосферні, у тому числі й за допомогою космічних місій. Так, місія Корот (COROT – ЄКА) – це виведений 27.12.2006 р. на земну орбіту спеціалізований 30-см телескоп для досліджень кривих блиску зірок у момент проходження

перед ними планет; завдяки цій місії вже до червня 2012 р. виявлено 24 екзопланети і один коричневий карлик.

Наступною є місія Кеплер (НАСА), в рамках якої з 07.03.2009 р. використовується телескоп системи Шмідта з діаметром дзеркала 0,95 м; він обертається навколо Сонця по орбіті з радіусом в 1 а. о.; термін його експлуатації зараз продовжено до 2016 р. Оскільки він здатний одночасно реєструвати до 100 000 зірок, то планується виявити близько 50 планет з розмірами Землі і порядку 600 планет, розмір яких у 2,2 рази перевищує земний.

Крім того, пошук планетних систем ведеться й у рамках польськоамериканського експерименту по пошуку гравітаційних лінз OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment), завдяки чому на червень 2012 р. навколо 14 зірок сонячного типу знайдені короткоперіодичні планети. У майбутньому плануються наступні місії: «New Worlds Mission» – 2013 р.; виведення на орбіту систем ІЧ телескопів IRSI/DARWIN (ЄКА) – 2015 р.; також НАСА розробляє проекти: «Terrestrial Planet Finder» (TPF) – пошук планет земного типу, який буде мати 4 дзеркала по 3,5 м кожне й буде працювати у режимі інтерферометра в ІЧ діапазоні (реалізація 2014 і 2020 рр.). Оскільки система телескопів TPF матиме чутливість і кутову роздільну здатність у багато разів вищу від найкращих наземних, то, можливо, це дозволить зареєструвати безпосередньо екзопланети невеликого розміру.

9.1. Методи ресстрації навколозоряних об'єктів

Серед багатьох методів пошуку екзопланет лідером є вимірювання радіальної складової швидкості переміщення зірок. Він грунтується на доплерівському методі вимірювання зміщення спектральних ліній (на червень 2012 р. 456 планет і 49 планетних систем навколо 407 зірок). Лише деякі з них підтверджені методом астрометричним ше й (113)планет) i мікролінзуванням (15 планет); 231 з цих планет можна спостерігати при їх проходженні по дисках центральних зірок. Відзначимо, що радіальна швидкість RV враховує лише складову швидкості її зміщення по лінії, яка з'єднує зірку і спостерігача (рис. 9.1). Якщо зірка наближається до нас, то її спектр буде зміщений в короткохвильову частину (синє зміщення), а швидкості приписують від'ємний знак, а якщо віддаляється, то спектр зміщується до червоного краю (червоне зміщення) і швидкість додатна (рис. 9.2). Таким чином, спостерігаючи зсув спектральних деталей можна визначити напрямок зміщення зірки.

У випадку коли планета (або планети) обертаються навколо зірки, то її розташування у просторі буде дещо зміщуватись відносно центра маси всієї

системи, а спектр системи буде періодично зсуватись то в червону, то в синю ділянку. Оскільки це збурення радіальної швидкості дуже мале і його важко реєструвати, то поки що існуюча точність вимірювань не дозволяє виявляти біля зірок планети з масою менше приблизно десяти земних і на орбіті з періодом обертання більше 10 років, коли їх орбітальна швидкість менше 1 м/с. Тому цим методом виявляються планети лише поруч з близькими зірками (до 400 світлових років від Сонця).

В астрометричному методі для визначення власного руху вибраних зірок у якості контрольних реперних точок використовуються інші поруч розташовані зорі.



Рис. 9.1. Врахування зміщення складової швидкості по лінії, яка з'єднує зірку і спостерігача

Рис. 9.2. Схема утворення доплерівського зсуву спектральних ліній при обертанні двох тіл навколо спільного барицентра

Ідея методу базується на тому, що за наявності масивного тіла, яке обертається навколо досліджуваної зорі, спостерігатиметься видиме зміщення останньої в картинній площині відносно загального центра мас. У 1980-х роках була зроблена перша серйозна спроба пошуку планет біля однієї з найближчих зірок — зірки Бернарда, яка має найбільший власний рух (більше 10"/рік). З аналізу отриманих за період з 1916 по 1962 рр. фотоплатівинок П. Ван де Камп виявив дві планети з масою порядку маси Юпітера, але пізніші астрометричні спостереження на КТХ (з похибкою 0,001") не виявили жодних видимих змін. Стало ясно, що наземні й неспеціалізовані космічні обсерваторії не здатні цим методом виявити планети навіть біля найближчих зірок.

Прямий метод базується на реєстрації поряд з зорею слабкосвітних тіл. Це вдалося реалізувати на великому оптичному телескопі (VLT) і КТХ (рис. 9.3).



Рис. 9.3. Ліворуч – перше зображення екзопланети, отримане VLT 10.09.2004. Праворуч – фото супутника зірки Gliese 229, отримане космічним телескопом Хабла

Супутник зірки, позначений як Gliese 229 b, обертається на середній відстані 44 а. о. Його маса оцінюється в 20-60 мас Юпітера і він відноситься скоріше до коричневих карликів. Границею, що розділяє типові зірки і коричневі карлики вважається маса рівна 75-80 масам Юпітера. Розрахунками встановлено, що нижньою границею маси тіла, при якій працює механізм формування саме зірки, а не газового гіганта є величина рівна ~13 масам Юпітера. На 21 червня 2012 р. отримано прямі знімки для 31 екзопланет з масою менше 3 і до 21,5 мас Юпітера; причому, навколо зірки HR 8799 сфотографовано аж 4 планетні об'єкти.

Фотометричний метод (метод транзиту) реєструє зміну блиску зірки в момент, коли планета покриває зірку при своєму русі по орбіті, що пояснює рис. 9.4. На 21 червня 2012 р. такі явища спостерігались для зірок із 231 планетою з масою у межах від 0,005 до 21,66 мас Юпітера, а амплітуда зміни блиску становила менше 3%. Недоліком методу є низька ймовірність транзитної конфігурації тому що за кутів нахилу орбіти планети й екватора зорі всього в 3-4 градуси планета буде проходити вище, або нижче видимого диска зірки і транзит не спостерігатиметься.

Щоб підтвердити планетну природу транзитного кандидата необхідно визначити його масу із спектральних спостережень зірки і переконатися, що вона не перевищує 13 мас Юпітера. Тобто, слід поєднувати метод спостереження транзиту і метод доплерівської спектроскопії. Спостерігаючи ту ж зірку обома методами можна знайти масу і розмір екзопланети і звідси – її середню густину і другу космічну швидкість. Це дозволяє оцінити хімічний склад планети і фізичні умови на ній.



Рис. 9.4. Схема, що пояснює фотометричні ефекти які виникають при проходженні планети по диску центральної зірки

Диференціальний метод було розроблено спеціально для ІЧ інтерферометра обсерваторії Кека, який дозволяє реєструвати і навіть отримати деякі характеристики екзопланети зі спостережуваного спектра. Його ідея базується на відмінності ІЧ спектра зорі (відносно гладкого) і планети з потужними смугами поглинання, наприклад, води і метану (рис. 9.5).



Рис. 9.5. Спектри Сонця, Землі, Урана і Юпітера

Метод гравітаційного лінзування базується на постулаті загальної теорії відносності, згідно якої світло зірок відхиляється гравітаційним полем іншого тіла. Ефект мікролінзування полягає у наступному. Якщо дві зірки розташовуються приблизно на одній лінії, то земний спостерігач побачить зростання блиску віддаленішої зірки, тому що ближча працює як заломлююча світло гравітаційна лінза. Коли ближча зірка має планету, яка слугуватиме додатковою маленькою лінзою, то з'явиться додаткове зростання блиску, а за параметрами зміни блиску далекої зірки можна розрахувати масу лінз, у тому числі й планети.

Оскільки для одержання таких даних потрібно одночасно стежити за блиском мільйонів зірок, то реалізація цього методу стала можливою тільки після появи ПЗЗ матриць. Цей метод є найчутливішим до невеликих планет (з масою порядку земної) на значних орбітах з радіусом ≈ 1 а. о. і більше. Його недоліком є те, що найчастіше не відомо, біля якої зірки виявлена планета, оскільки зірку-лінзу дуже важко прямо детектувати. Цим методом на 21 червня 201я р. навколо зірок зареєстровано 15 екзопланет з масою від 0,01 до 3,7 мас Юпітера.

Останнім часом активно розробляється метод поляриметричного транзиту, який базується на описаному в п. 1.2 зумовленому порушенням симетрії ефекті появи лінійної поляризації навіть у зір з нульовою поляризацією. Існуюче моделювання вказало, що цей механізм дійсно зумовлює появу не нульової поляризації світла зорі у момент, коли екзопланета знаходиться на краях диска зорі. Але ступінь отримуваної таким чином поляризації дуже мала (соті й тисячні долі відсотка), тому спостережно виявити її дуже важко.

В той же час, існує інший аспект транзиту, який поки що ніким не розглядався та який зумовлений рефракцією світлового променя і багаторазовим розсіюванням заломлених променів; для астрономів він відомий як ефект Ломоносова, а для пересічного землянина вранішніми і вечірніми сутінками і так званими «білими ночами» для широти більше 60°. Нагадаємо, що 6 червня (25 травня за старим стилем) 1761 р. М. Ломоносов при спостереженні проходження Венери перед диском Сонця виявив «тонке як волосинка світіння» навколо її диска під час перетину планетою краю сонячного диска; саме це дозволило йому зробити висновок про наявність у Венери атмосфери.

Численні вимірювання ступеня поляризації сутінкового світіння в зеніті показали, що вона сягає 90%. В рамках цього механізму найбільшу поляризацію слід очікувати тоді, коли планета проходить по центральному меридіані диска зорі.

9.2. Типи екзопланет

За масою і температурним режимом екзопланети ділять на такі типи.

1 «Планети-гіганти», які підрозділяються на два підкласи: «Юпітери» (маса від 0,19 до ~ 13 мас Юпітера) і «Нептуни» (маса від 0,022 до 0,19 мас Юпітера). «Юпітери» вирізняються майже зоряним хімічним складом (в основному з водню і гелію), швидким орбітальним обертанням і розміром близьким до розміру Юпітера. Виключення становлять так звані «гарячі Юпітери», які розташовані дуже близько до зірки і мають ефективну температуру вище 1000 К; їх сильно нагріта атмосфера розширюється і збільшує видимий радіус інколи до 1,8 радіусів Юпітера. Через величезний тиск у їх надрах водень стає виродженим і переходить у металеву фазу. Середня густина гігантів міняється від 0,28 г/см³ (найрозрідженіші гарячі Юпітери) до 12 г/см³ (наймасивніші планети-гіганти з масою 10-12 мас Юпітера). Друга космічна швидкість цих планет становить звичайно 45-70 км/с. Швидше за все, всі планети-гіганти мають сильне магнітне поле, потужність якого збільшується з ростом маси планети.

«Нептуни» переважно складаються з водяного, аміачного, метанового, сірководневого і т.п. льоду та скельних порід, які складають приблизно чверть від повної маси планети. Частка водню і гелію у складі такої планети не перевищує 15-20%, а тиск у їх надрах недостатній для переходу водню у металеву фазу; радіус близький до 4 радіусів Землі середня густина ≈ 1,3-2,2 г/см³, друга космічна швидкість 18-30 км/с.

Вважається, що практично всі виявлені транзитним методом планети є гарячими Юпітерами з великою піввіссю менше 0,01 а. о., виключенням є HD 17156b і HD 80606b, для яких вони становлять 0,169 і 0,449 а. о. На початку 2005 р. була відкрита невелика екзопланета з масою у 8 разів більшою Землі. Вона істотно віддалена від своєї зірки, розташована у холодній області планетної системи і тому повинна представляти собою крижаний гігант аналогічний Урану чи Нептуну; раніше біля тієї ж зірки вже було виявлено два газові гіганти.

2. «Планети земного типу» мають масу менше 7 мас Землі та складаються в основному із силікатів (скельний компонент) і заліза, середня густина 3,5-6 г/см³. Серед них виділено так звані «суперземлі» – масивні планети земного типу, що не мають настільки щільної й товстої атмосфери, як у планет-гігантів; одна з них вважається «гарячою суперземлею» і нагадує за своїми характеристиками планету Венера з досить імовірною вулканічною активністю, а в 2005 р. відкрили ще й «холодну суперземлю» на якій допускають наявність водяного океану; за це її неофіційно охрестити Океаніда.

Через розмитість границь між цими типами можливі й проміжні випадки. Так, планета з масою ≈ 5 мас Землі, що сформувалась за лінією замерзання льоду і потім мігрувала всередину системи, буде мати хімічний склад, середню густину і зовнішній вигляд «Нептуна», а планета з масою 7 мас Землі, що утворилася у внутрішній частині багатого пилом газопилового диска, може складатися із заліза й силікатів і бути гігантською «планетою земного типу».

За нагрівом поверхні екзопланети ділять на 7 типів: гарячі $R/R_{e\varphi} < 0,1$; дуже теплі $0,1 < R/R_{e\varphi} < 0,4$; теплі $0,4 < R/R_{e\varphi} < 0,8$; прохолодні $0,8 < R/R_{e\varphi} < 1,3$; холодні $1,3 < R/R_{e\varphi} < 3$; дуже холодні $3 < R/R_{e\varphi} < 12$; крижані $R/R_{e\varphi} > 12$; тут R – велика піввісь орбіти планети, $R_{e\varphi}$ – радіус так званої ефективної земної орбіти. Наприклад, відповідно до цієї класифікації Юпітер і Сатурн є дуже холодними гігантами, Земля – прохолодною землею, Венера – теплою землею а Уран – крижаним Нептуном. Екзопланетою з найменшим із відомих значенням $R/Re\varphi$ є гарячий гігант ОGLE-TR-113b, для якого $R/Re\varphi = 0,013$. Зрозуміло, що газові гіганти, які наблизяться до своєї зірки ближче $\approx 0,01$ а. о. заповнять свою порожнину Роша і швидко зруйнуються припливною силою.

Найбільш вивченим типом серед гарячих планет є гарячі Юпітери. Спроби визначити їх альбедо дали можливість вказати їх верхню межу: в Озіріса – 25%, т Bootisb < 39%, HD 75289b < 12%. Ефективна температура на границі цього типу (R/R_{еф} = 0,1, альбедо ~0,2) оцінюється у 833 К. Ці планети, швидше за все, піддаються потужній припливній силі, їх орбітальнообертальний резонанс становить1:1, а тому вони, подібно Місяцю й Землі, завжди обернені до своєї зірки одним боком.

За допомогою орбітального ІЧ телескопа «Спітцера» було виміряно температуру видимої поверхні кількох гарячих гігантів. Так, для Upsilon Andromedaeb різниця Т між вічно нічною і вічно денною півкулями склала 1400 К при Т нічної півкулі менше 0°С. Значно менший перепад Т (від 650 до 930 К) виявлено для HD 189733b (розмір близький до розміру Юпітера, період обертання навколо зорі 2,2 доби), для 51 Пегаса, HD 209458b і HD 179949b планети виявилися рівномірно нагрітими з T \approx 1200 К. Для HD 189733b вперше побудовано теплову карту (рис. 9.6), на якій видно яскраву (найгарячішу) пляму, зміщення якої на 30° на схід (на картинці вправо) свідчить, що на планеті існує потужний вітер, який і впливає на розподіл температури.



Рис. 9.6. Теплова карта «гарячого Юпітера» НD 189733b. Фото НАСА, вересень 2007 р.

Відмінність температури приписують різним циркуляційним процесам. Так, якщо характерний час перемішування атмосфери більший часу висвічування газом теплової енергії, то у підзоряній точці планети утвориться гаряча пляма з температурою не менше 1600 К, а протилежна півкуля буде помітно холоднішою. При зменшені часу перемішування і зростанні швидкості вітру температурний контраст між півкулями зменшується і гаряча пляма зміщується сильним екваторіальним вітром від підзоряної точки у напрямку обертання планети; при подальшому посиленні вітру гаряча пляма розмазуватиметься уздовж екватора планети в гарячий екваторіальний потік; тоді найпрохолоднішою областю на планеті будуть полюси, де формуються постійні вихори циклонічного типу. У цьому випадку швидкість вітру на екваторі таких гарячих Юпітерів може досягати 3-4 км/с.

Спостереження планети навколо гарячого гіганта HD 209458 у лінії Лайман-альфа атомарного водню показали, що в екзосфері планети температура може сягати 5000-10 000 К; внаслідок цього планета буде повільно випаровуватися і втрачати водень із швидкістю приблизно 10 000 тон/с, тому за кілька мільярдів років вона може втратити помітну частку своєї первинної маси. Цьому сприятиме й дисипація молекул водню під дією УФ випромінювання близько розташованої зірки з енергією квантів більше 4,3 еВ.

Метану й аміаку в атмосфері гарячих гігантів майже не буде, а при $T \ge 1200~K$ хімічна рівновага зрушується у бік появи там СО й молекулярного

азоту; також там може бути присутня водяна пара, сірководень і газоподібний натрій (на рівні мільйонних часток від кількості молекулярного водню). До речі, натрій, вуглець і кисень в атомарному вигляді дійсно було виявлено в екзосфері планети HD 209458b, а IЧ спостереження HD 209458b та HD 189733b не виключають можливої наявності там ще й пилових хмар, які можуть частково екранувати випромінювання планети. Висловлюється припущення, що пилові хмари складаються з частинок кремнію або оксиду кремнію розміром близько 10 мкм.

Дослідження залежності середньої густини гарячих Юпітерів від відстані до центральної зірки показує, що середня густина транзитних планет змінюється у широких межах навіть при однаковій відстані до центральної зірки. Це може говорити про різний хімічний склад і будову екзопланет, хоча в цілому планети з меншою густиною розташовуються трохи далі від центральної зірки. Але ні в однієї транзитної планети середня густина не перевищує 1,5 г/см³ і це також говорить про те, що мабуть усі вони є газовими гігантами. Область «дуже теплих» планет простягається від 0,1 до 0,4 а. о. (0,1 < R/Reф < 0,4). На нижній границі цієї зони (0,1 R/Reф) ефективна температура планет досягає 840-880 К, на верхній (0,4 R/Reф) вона залежить від альбедо планети і падає до 370-440 К. Можливо вони укутані білими хмарами з лужних металів (в основному хлориду натрію), а може затягнуті серпанком з гідридів магнію й кальцію. При температурі близько 900 К хімічна рівновага вуглецю зсувається на користь метану, а не чадного газу, однак азот, як і раніше, перебуває у вигляді молекулярного азоту, а не у вигляді аміаку. Досить імовірно, що планети цього типу віком у кілька мільярдів років сповільнили своє обертання під дією припливної сили, хоча цілком імовірно, що частина з них може бути й не захоплена в резонанс 1:1.

На початок 2012 р. було відомо тільки один транзитний дуже теплий «Нептун» (GJ 436b, R/R_{еф} = 0,14, маса 22,6 ± 1,9 мас Землі, радіус 4,2 ± 0,2 земних радіусів, $\gamma \approx 2 \text{ г/см}^3$, друга космічна швидкість близька до 27 км/с), температура якого за ІЧ спостереженнями з космічного телескопа «Спітцер» становить 712 ± 36 К. Такі фізичні характеристики говорять про низьке альбедо та/або додатковий розігрів планети припливною силою; температура її екзосфери повинна бути вище температури екзосфери Землі (до 1500 К), але нижче температури екзосфери Озіріса (≈ 5000 К). Якщо вважати, що це значення у середньому становить 3000 К, то середня швидкість атомів водню складе 7,2 км/с і це всього в 3,75 разів менше другої космічної швидкості. Тому досить імовірно, що ця планета вже втратила значну частку водню і в його атмосфері переважає гелій. Швидше за все, така атмосфера затягнута темним органічним смогом. На початок 2012 р. було відомо ≈ 5 дуже «теплих земель». Одна з них – Gliese 876d – з мінімальною масою 5,7 мас Землі обертається навколо червоного карлика Gliese 876 на відстані 0,021 а. о. і здійснює один оборот за 1,938 доби. Майже напевно, що вона захоплена в резонанс 1:1 і обернена до своєї зірки одним і тим же боком. При R/R_{еф} = 0,13 її ефективна температура становить 650-770 К у залежності від альбедо. Щільна атмосфера такої планети може складатися з азоту, вуглекислого й чадного газу, водяної пари і сірководню.

Досить імовірно, що через сильний парниковий ефект температура поверхні цієї планети дуже висока, а поверхня покрита великими лавовими морями. Зона теплих планет простягається віл 0.4 ло 0,8 a. 0 $(0,4 < R/Re\phi < 0.8)$. Їх ефективна температура у цій області падає від ≈ 400 К на нижній границі області (R/Reф≈0,4) до 262 К на верхній границі $(R/Re\phi \approx 0.8)$. У випадку сонячного хімічного складу атмосфера теплих гігантів буде чиста, прозора і практично позбавлена хмар на значну глибину. Через релеївське розсіювання світла в прозорій атмосфері диск теплого гіганта буде здаватися синім, блакитним, або сіро-блакитним подібно блакитному небу на Землі. Очікується, що альбедо таких планет буде досить високим (0,4-0,5), особливо в короткохвильовій частині спектра.

«Теплий Нептун» буде вже досить прохолодним для того щоб утримувати водень у своїй атмосфері. Досить імовірно, що його атмосфера буде містити кілька відсотків метану, аміаку, водяної пари і сірководню. Швидше за все, диск теплого Нептуна, як і диск теплого гіганта, буде небесноголубим і майже позбавленим деталей, але поблизу верхньої границі температурної зони (близько до R/Reф \approx 0,8) у районі полюсів можлива поява легких хмар з водяного льоду. У водневій атмосфері планет-гігантів сірка може бути присутньою тільки у вигляді сірководню, але в нейтральній (азотній) або кисневій (вуглекислотній) атмосфері вона може окислитися до сірчистого газу чи сірчаної кислоти.

Порівняно маломасивні планети земного типу, що потрапили в температурний діапазон теплих планет, швидше за все будуть мати атмосферу з вуглекислого газу з домішкою азоту й водяної пари і будуть укутані білими хмарами із сірчаної кислоти (аналог Венери). Залежно від щільності й глибини атмосфери у таких планет може розвиватися сильний, або помірний парниковий ефект, що приводитиме до високої температури на поверхні, яка значно перевищує ефективну температуру.

Температурна зона «прохолодних планет» просягається від 0,8 до 1,3 а. о. $(0,8 < R/R_{e\varphi} < 1,3)$. «Планети-гіганти», що перебувають у цій зоні, швидше за все, будуть укутані хмарами з водяного льоду. При достатку кисню (а виходить і води) у складі таких планет хмарність може бути суцільною,

роблячи планету яскраво-білою. При дефіциті кисню хмари з водяного льоду будуть формуватися тільки в зоні підйому повітряної маси з глибини, в місцях опускання повітряних мас атмосфера буде теплою, сухою і без хмар; тому планети можуть мати смугастий вигляд з ефективною температурою у межах від 270 до 200 К.

Прохолодні «Нептуни», що складаються в основному з льоду, будуть мати у своєму складі досить води для формування суцільної хмарності з водяного льоду і їхнє альбедо очікується високим. «Прохолодні землі» можуть атмосферу вторинного походження вулканічних 3 газів. мати При базальтовому вулканізмі до складу вулканічного газу входять у першу чергу водяна пара, вуглекислий газ, сірчистий газ і кислий дим (хлороводень, фтороводень), іноді присутні водень, метан і чадний газ. При невисокій температурі поверхні планети водяна пара конденсується, в океанах, що утворяться, розчиняється вуглекислий газ, сірчистий газ і галогеноводні, утворюючи в результаті карбонати, сульфати й хлориди, фториди тощо. Таким чином, на відміну від атмосфери «теплих земель», що складаються в основному з вуглекислого газу та які створюють потужний парниковий ефект, атмосфера «прохолодної землі» виявляється порівняно тонкою і, в основному, азотною, подібною до атмосфери Землі. Правда поки невідомо, наскільки важливу роль у цьому процесі зіграло життя й чи існують безжиттєві «прохолодні землі» з азотною (а не вуглекислою) атмосферою.

Зона «холодних планет» простирається від 1,3 до 3 а. о. (1,3 < R/R_{еф} < 3). Для них ефективна температура буде мінятися від 210 К поблизу нижньої границі зони (R/Reф \approx 1,3) до 135 К поблизу її верхньої границі (R/Reф \approx 3). Верхня границя зони холодних планет приблизно збігається з відстанню від зірки, далі від якої можливе існування крижаних порошин і водяного льоду на поверхні безатмосферних небесних тіл. Ближче цієї лінії лід при відсутності атмосфери досить швидко сублімує (випарується). За сонячного хімічного складу і при T = 180-200 К в атмосфері «холодних гігантів» буде конденсуватися гідросульфід амонію NH₄SH – речовина, з якої складені нижні хмари Юпітера. Чистий гідросульфід амонію безбарвний, але під дією ультрафіолетового випромінювання він частково розкладається з утворенням елементарної сірки й полісульфідів, забарвлюючись у жовто-бежево-коричневі тони.

Залежно від кількості сірки й азоту в атмосфері холодного гіганта хмари з гідросульфіду амонію можуть бути або суцільними, огортаючи всю планету бежево-коричневим покривалом, або виникати лише в зоні підйому повітряних мас над нижчим шаром хмар з водяного льоду. У цьому випадку планета буде виглядати контрастно смугастою. Очікується, що альбедо холодних гігантів буде досить високим (40-60%). Зовнішній вигляд і склад зовнішнього шару хмар «холодного Нептуна» буде сильно залежати від деталей його хімічного складу. При достатній кількості азоту він буде укутаний білими хмарами із замерзлого аміаку, при достатку сірки – покритий хмарами з гідросульфіду амонію, при значній перевазі сірки над азотом можливе утворення хмар з рідких крапель сірководню, а хмари з водяного льоду йдуть у глибину й не видні з космосу. У Сонячній системі в зону холодних планет попадає Марс і головний пояс астероїдів.

Зона дуже холодних планет простягається від 3 до 12 а. о. $(3 < R/R_{e\varphi} < 12)$, ефективна температура там буде мінятися приблизно від 135 до 70 К. «Дуже холодні гіганти», швидше за все, будуть укутані хмарами із замерзлого аміаку. Поблизу нижньої границі дуже холодних гігантів (R/Reф ~ 3-5) аміак буде конденсуватися тільки поблизу тропопаузи у висхідних повітряних потоках. Потік повітря, яке опускається, буде занадто теплим і сухим для утворення аміачних хмар, тому на таких планетах будуть видні нижчі хмари з гідросульфіду амонію і диск планети матиме смугасту структуру.

При збільшенні ефективної відстані температура планет буде падати і аміачні хмари стануть суцільними. Поблизу верхньої границі зони дуже холодних гігантів (R/Reф ~ 12) аміачні хмари опускаються на глибину і диск планети зафарбується блакитними кольорами через релеївське розсіювання світла у холодній прозорій атмосфері. «Дуже холодні Нептуни», швидше за все, також будуть вкриті хмарами із замерзлого аміаку. Альбедо «дуже холодних Нептунів» буде високим (50-70%). На початок 2011 р. було відоме тільки одне тіло з масою менше 7 мас Землі, що попадає в інтервал дуже холодних планет: це супутник Сатурна Титан. За аналогією з Титаном можна сказати, що «дуже холодні землі» будуть складатися приблизно порівну із силікатів і водяного льоду, володіти розвиненим кріовулканізмом, мати переважно азотну атмосферу й розвинену «гідросферу», у якій роль води будуть відігравати рідкі вуглеводні – метан і етан. Фотохімічні процеси за участю метану й азоту при відтоку з атмосфери водню приведуть до утворення щільного смогу з так званого толіну і, можливо, інших вуглеводневих полімерів.

Зона «крижаних планет» простягається від 12 а. о. ($R/R_{e\varphi} > 12$), а ефективна температура для них складає менше 70 К; за таких умов конденсуються більшість газів, крім водню, гелію й неону. Втім порівняно високий тиск насиченої пари азоту нижче його потрійної точки (63 К) дозволить невеликим тілам мати розріджену азотну атмосферу й при нижчій температурі.

Починаючи з 11-12 а. о. і до $R/R_{e\phi} \sim 30$ атмосфера планетного тіла буде позбавлена крижаних хмар, тому що хмари із замерзлого аміаку опустяться в

глибокі шари атмосфери з температурою T \approx 140-150 К. Разом з тим, через невелику кількість метану (долі відсотка) «метанова вологість» буде недостатня для утворення там хмар із замерзлого метану. У «крижаних Нептунів» (на відміну від «крижаних гігантів») можливе утворення білих хмар із замерзлого метану. Основний шар хмар на цих планетах залежно від хімічного складу може складатися з аміаку, або замерзлого сірководню й розташовуватися на рівні тиску у кілька бар.

9.3. Екосфера планет

Найбільший інтерес викликають екзопланети, на яких можливе існування життя. Для цього необхідно знайти планету зі сприятливими (за земним поняттям) умовами для життя (тверда поверхня, киснева атмосфера, середнє температура близько 0°С і не вище +100°С). Області космосу з такими умовами називають **сприятливими для життя зонами** (рис. 9.7), а виникнення таких умов можливе тоді, коли планета розташовується відразу у двох сприятливих для життя зонах – у навколозоряній і в галактичній.

Навколозоряна зона, яку часто називають «екосфера», це уявна сферична оболонка навколо зірки, в межах якої температура на поверхні планети допускає наявність рідкої води.

Чим вища температура материнської зірки, тим далі від неї знаходиться така зона. У нашій Сонячній системі такі умови на сьогодні є лише на Землі. Найближчі до неї планети – Венера і Марс – розташовані якраз на границі зони: Венера з гарячого, а Марс з холодного боку.

Галактична «сприятлива для життя зона» представляє собою безпечну для прояву життя область міжзоряного простору, яка знаходитися досить близько до центра Галактики з тим щоб містити значну кількість важких хімічних елементів необхідних для формування кам'яних планет.

У той же час, ця область повинна бути і досить віддалена від центра Галактики, щоб уникнути шкідливих радіаційних спалахів, які виникають при вибухах наднових зірок, та зіткнень з численними масивними планетезималями, що можуть бути викликані гравітаційним впливом блукаючих зірок поблизу галактичного центра.



Рис. 9.7. Екосфера навколо різих зірок позначена смугою

У Нашій Галактиці «сприятлива для життя зона» розташовується на відстані приблизно 25 000 світлових років від свого центра; саме тут знаходиться і наша Сонячна система. Крім Сонця до цієї зони входить близько 5% від усіх зірок Нашої Галактики.

Пошук планет земного типу біля інших зірок, які планується проводити за допомогою космічних станцій, націлені саме на такі сприятливі для життя області. Це дозволить істотно обмежити зону пошуку і дасть надію на виявлення життя поза Землею; на сьогодні у список найбільш перспективних для цього входить \approx 5000 зірок; першочерговому вивченню буде піддано околиці 30 зірок з цього списку, розташування яких вважається найсприятливішим для виникнення життя.

Таким чином, переважна більшість відкритих на сьогодні екзопланет – це подібні Юпітеру планети-гіганти з масою від 0,008·M_Ю (Gliese 581 e) до 21,66·M_Ю (CoRoT-3b) і 25·M_Ю HD 43848b. Однак останні два об'єкти (як і інші з масою >13·M_Ю) відносять до коричневих карликів. Понад третину екзопланет розташовані на відстані, яка не перевищує відстань між Меркурієм і Сонцем, тобто 0,39 а. о.

Розподіл кількості зірок за ексцентриситетом показує яскраво виражену особливість. Так орбіти понад 60% позасонячних планет мають досить велике значення ексцентриситету, що пояснюється найрізноманітнішими механізмами, серед них найімовірнішим є гравітаційне розсіяння іншими

планетами й зорями та протопланетним диском, за межами котрого вони сформувались.

Аналіз залежності маси екзопланети від великої півосі їх орбіти показує, що планети переважно згруповані навколо трьох максимумів на відстані 0,04-0,25, 0,9-1,3 і 2-2,5 а. о., у кожному з них знаходиться як планети з масою менше Юпітера, так і на порядок більшою. Крім гігантських газових планет знайдено так звані «суперземлі» – масивні планети земного типу, які не мають густої атмосфери, як у планет гігантів. Одна із «суперземель» вважається «гарячою» і своїми характеристиками нагадує планету Венера з високою імовірністю вулканічної активності; на іншій «холодній суперземлі» дослідники допускають наявність водяного океану і ця планета є найменшою з відомих екзопланет і знаходиться на відстані понад 20 000 світлових років.

На початку 21 ст. академік А.А. Маракушев висунув гіпотезу, згідно якої передбачається, що планети земного типу у минулому також були оточені потужною воднево-гелієвою газовою оболонкою і виглядали як планетигіганти. Поступово їх газ було «виметено» на окраїну Сонячної системи, а біля Сонця залишилися лише тверді ядра колишніх планет-гігантів, якими в даний час є планети земного типу. Ця гіпотеза перегукується з новітніми даними про так звані «гарячі екзопланети», які розташовані дуже близько від своїх зірок.

Запитання до окремих розділів

Вступ

Дати визначення великої (класичної) планети Сонячної системи Дати визначення карликової планети Дати визначення малої планети чи астероїла Дати визначення супутника планети Дати визначення комети Дати визначення кільця планети Лати визначення планети гіганта Лати визначення планети земного типу Дати визначення екзопланети Подати історію відкриття першої транснептунової планети – Плутона Подати історію відкриття кілець Сатурна Подати історію відкриття великих супутників Юпітера Подати історію відкриття Кілець Юпітера Подати історію відкриття Кілець Урана. Подати про можливість кілець навколо планет земного типу Подати історію відкриття перших малих планет (астероїдів) Подати історію відкриття тіл так званого поясу Койпера Подати історію відкриття найвіддаленіших планетоїдів та про хмару Оорта-Епіка

Розділ 1. Основні характеристики дифузно відбитого випромінювання

Параметри і основні характеристики дифузно відбитого тілами сонячного випромінювання Аналіз властивостей дифузно відбитого випромінювання в залежності від умов освітлення та спостереження

Показати на схемі такі параметрами дифузно відбитого випромінювання, як кут падіння і, відбивання ε, кут сонячної фази (фазового кута) α

Дати визначення сонячного фазового кута тіла сонячної системи та орбітального фазового кута супутника планети, поняття кута розсіяння світла $\theta = \pi - \alpha$

Дати визначення для лімба планети, термінатора планети, екватора інтенсивності, підсонячної точки

Які поверхневі шари прийнято називати шершавими (пористими, шпаристими)

Дати характеристику такої складової атмосфери, як аерозоль

Яке світло називається поляризованим і неполяризованим?

Охарактеризувати вектор Стокса, що використовується для опису еліпса поляризації

Поняття про ступінь лінійної Р поляризації і про положення площини лінійної поляризації

ψ

Записати закон заломлення Снеліуса на границі двох середовищ

Записати закон Брюстера про максимальне значення поляризації відбитого неполяризованого променя світла

Дати визначення поняття «коефіцієнт розсіяння» о_я

Дати визначення поняття «коефіцієнт поглинання» 🗆

Дати визначення поняття "коефіцієнт ослаблення (екстинкції) о_s+

Дати визначення поняття альбедо одноразового розсіяння, альбедо частинок або ймовірність виживання кванта за одноразового розсіяння

Пояснити поняття чисте, або консервативне, розсіяння

Пояснити поняття «індикатриса розсіяння», різні типи індикатрис розсіяння.

Пояснити поняття про розподіл частинок за розмірами в полідисперсному середовищі Дати визначення поняттю про інтенсивність відбитого випромінювання І

Дати визначення поняттю про потік випромінювання Н_v

Дати визначення поняттю про коефіцієнт відбивання (яскравості)

Дати визначення поняттю про яскравісний фактор, альбедо деталі, відбивна здатність, видиме чи плоске альбедо деталі

Дати визначення поняттю про фотометричний контраст К

Дати визначення поняттю про інтегральну відбивну здатність планети в межах усієї сфери (сферичне альбедо, альбедо Бонда)

Дати визначення поняттю про інтегральне або болометричне сферичного альбедо

Пояснити поняття залишкова інтенсивність, рівень неперервного спектру і еквівалентна ширина спектральної лінії (смуги)

Пояснити поняття про процес багаторазового розсіяння сонячного випромінювання Що називають кутом (точкою) інверсії α_i площини поляризації світла

Пояснити поняття тепличний ефект для атмосфери планети

Розділ 2. Основні методи дослідження оптичних властивостей тіл Сонячної системи

Описати основні принципи роботи таких приймачів електромагнітного випромінювання як фотоелектричний помножувач (ФЕП) та прилади з зарядовим зв'язком (ПЗЗ матриці)

Вказати обов'язкові елементи фотометра-поляриметра

Поляроїдні модулятори у поляриметричних приладах (поляроїдні плівки (поляроїди), призми)

Охарактеризувати вплив земної атмосфери на проходження світлового променя через неї

Охарактеризувати спектральний коефіцієнт прозорості p(λ) при ослабленні інтенсивності світлового пучка земною атмосферою і спостережні методи його визначення

Охарактеризувати поняття «якість зображення» при наземних спостереженнях

Охарактеризувати поняття про «спекли» при наземних спостереженнях та про спеціалізовані апаратурні комплекси типу «адаптивна оптика»

Охарактеризувати поняття про атмосферну дисперсію і атмосферну рефракцію

Методи стандартизації спектрофотометричних даних

Поняття про зорі-стандарти, первинні стандарти і зорі – аналоги Сонця

Джерела похибок при наземних фотометричних спостереженнях та методи їх врахування Поняття про телуричний спектр

Поняття про інструментальну поляризацію і методи її визначення, джерела інструментальної поляризації

Розділ 3. Методи визначення фізичних характеристик тіл Сонячної системи

Поняття про ефективну оптичну глибину т_{еf} в атмосфері

Поняття про ефективну температуру тіла Сонячної системи

Дистанційні методи визначення атмосферного тиску

Описати в загальних рисах розроблений О. Мороженком метод виявлення відхилення вертикальної структури атмосфери від умови однорідності

Визначення комплексного показника заломлення атмосферного аерозолю (спектральні значення дійсної *n_r*, та уявної *n_i* частин показника заломлення)

Визначення середнього розміру атмосферного аерозолю

Визначення розмірів астероїдів

Визначення форми астероїдів, напрямку їх обертання та координат полюса осі обертання Спектральні методи визначення мінералогічних характеристик поверхонь Поляриметричні методи визначення мінералогічних характеристик поверхонь

Розділ 4. Тіла Сонячної системи з постійними атмосферами

Досліджень інтегрального диска Венери: спектральні, фотометричні і поляризаційні властивості диска Венери Фізичні характеристики хмарових частинок Венери по інтегральним спостереженням Структура хмарового шару Венери Газові складові атмосфери із наземної спектрофотометрії Основні фізичні параметри Венери Періодичні зміни в атмосфері Венери. Основні характеристики рельєфу поверхневого шару Венери і топографія найхарактерніших деталей поверхневого шару Характеристики кратерів ударного і вулканічного походження на Венері Особливості теплових характеристик Марса Основні фізичні характеристики Марса Атмосфера Марса і хімічний склад її газової складової Особливості рельєфу поверхні та структура поверхневого шару Марса Оптичні властивості Марса в періоди високої прозорості атмосфери Зміна оптичних властивостей Марса в періоди глобальних пилових бур Різні типи вулканів на Марсі Зміни форми полярних шапок і їх хімічний склад Пошуки води на Марсі Аерозольна складова атмосфери Марса Природа пилових бур на Марсі Конденсаційні хмари на Марсі Основні фізичні параметри супутника Сатурна Титана Характеристики атмосфери Титана, отримані під час спуску зонда «Гюйгенс» Основні характеристики поверхневого шару Титана

Розділ 5. Планети-гіганти

Навести основні параметри планет, які вказують на їх належність до планет гігантів Навести основні фізичні характеристики Юпітера, Сатурна, Урана і Нептуна Навести основні хімічні складові атмосфер планет гігантів Охарактеризувати малі атмосферні складові планет гігантів Навести прояви ефектів комбінаційного розсіяння у спектрах планет-гігантів Морфологія видимих дисків планет гігантів та періоди їх обертання Охарактеризувати великі плями в атмосферах планет гігантів Охарактеризувати періодичні зміни фотометричних властивостей планет гігантів Охарактеризувати сезонні зміни в атмосферах планет гігантів Охарактеризувати сезонні зміни в атмосферах планет гігантів Охарактеризувати спектрофотометрични властивості планет гігантів у видимій і ближній

Охарактеризувати спектрофотометричні властивості планет гігантів у видимій і олижній інфрачервоній областях спектра

Охарактеризувати поляризаційні властивості хмарових шарів Юпітера і Сатурна у візуальних променях

Охарактеризувати тепловий режим верхньої атмосфери Юпітера і Сатурна Охарактеризувати радіовипромінювання Юпітера, спорадичне випромінювання Охарактеризувати фізичні параметри аерозольних частинок для Юпітера та Сатурна Навести інформацію про вертикальну структуру хмарових шарів планет гігантів

Розділ 6. Безатмосферні тіла в Сонячній системі

Які тіла в Сонячній системі відносяться до безатмосферних тіл? Навести основні фізичні характеристики Місяця Охарактеризувати морфологічні деталі на поверхні Місяця Мінералогічний склад поверхні Місяця Спектрофотометричні дослідження Місяця Поляризаційні дослідження Місяця Охарактеризувати теплові властивості поверхні Місяця Охарактеризувати нестаціонарні явища на Місяці Про воду на Місяці Навести основні фізичні характеристики Меркурія Пошуки слідів атмосфери на Меркурії Оптичні властивості Меркурія Морфологія деталей поверхні Меркурія Космогонія утворення супутників планет гігантів Фізичні характеристики і особливості поверхонь супутників Марса Фобоса і Деймоса Дані про супутники Юпітера із наземних спостережень Система супутників Юпітера; нерегулярні супутники Юпітера Океани в галілеєвих супутниках Особливості фізичних характеристик Іо Атмосфера Іо і плазмовий тор на орбіті супутника Особливості активного вулканізму на Іо Структура поверхневого шару Іо Особливості структури поверхневого шару Європи Морфологія деталей на поверхні Європи Порівняльна характеристика фізичних параметрів супутників Ганімеда і Каллісто Особливості поверхонь супутників Ганімеда і Каллісто Гіпотези щодо походження магнітних полів галілеєвих супутників Характеристика фазових залежностей блиску галілеєвих супутників Характеристика фазових залежностей ступеня лінійної поляризації галілеєвих супутників Природа поверхневих шарів галілеєвих супутників із спектрофотометричних даних Теплові властивості галілеєвих супутників Юпітера Особливості фізичних характеристик великих супутників Сатурна Структура поверхневих шарів великих супутників Сатурна Япет, як найунікальніше тіло в Сонячній системі Особливості спектральних властивостей великих супутників Сатурна Особливості фізичних характеристик супутника Сатурна Енцелада Особливості системи супутників Урана Особливості супутника Нептуна Тритона Атмосфера Тритона Астероїди Головного поясу і класифікація астероїдів по типах Фазові залежності блиску та ступеня поляризації астероїдів Природа та мікроструктура поверхневих шарів астероїдів Дослідження астероїдів з допомогою космічних апаратів Загальні характеристики карликових планет у Сонячній системі Оптичні й теплові властивості Плутона Природа поверхневого шару Плутона Природа атмосфери Плутона і її характеристики Основні фізичні характеристики карликової планети Церери

Фізичні параметри карликової планети Еріс Об'єкти Поясу Койпера і основні характеристики транснептунових об'єктів Седна – як можливий об'єкт хмари Оорта-Епіка

Розділ 7. Кільця навколо планет

Загальна характеристика система кілець Сатурна і їх структура Кільця Сатурна і супутнки-пастухи Спиці й темні плями на кільцях Сатурна Гіпотези щодо походження та структури кілець Зміна блиску кілець Сатурна зі зміною сонячного фазового кута і з орбітальним фазовим кутом (азимутальна залежність) Спектрофотометричні властивості кілець Сатурна Фізичні параметри частинок кілець Структура кілець навколо Юпітера по переданим КА зображенням

Спектральні і фотометричні властивості Юпітера Структура і властивості кілець Урана за переданими КА «Вояджер» зображеннями Структура і властивості кілець Нептуна за переданими КА «Вояджер» зображеннями

Розділ 8. Комети

Гіпотези щодо походження комет Загальний вигляд комет і зміни їх оптичних властивостей Голови (коми, фотометричне ядро), галоси, оболонки, хвости і антихвости комет Основні механізми світіння комет Характеристики ядер комет Особливості спектроскопічних спостережень комет Закономірності зміни блиску комет з сонячним фазовим кутом α Особливості поляризаційних властивостей комет. Природа кометних ядер Спостереження комет з космічних апаратів

Розділ 9. Екзопланети у Нашій Галактиці

Чи є наша Сонячна система унікальною у Всесвіті? Імовірнісний підхід Космічні місії по дослідженню екзопланет Методи реєстрації навколозоряних об'єктів Вимірювання радіальних складових швидкості переміщення зірок, як метод пошуку

екзопланет

Астрометричний метод, метод прямих знімків і гравітаційного мікролінзування, як методи пошуку екзопланет

Фотометричний і поляриметричний методи (метод «транзиту») при пошуку екзопланет Поділ екзопланет на типи

Охарактеризувати екзопланети типу «гарячі Юпітери»

Охарактеризувати екзопланети «земного типу»

«Екосфера» для екзопланет у Нашій Галактиці та навколо зірок різних типів

Наукове видання

Національна академія наук України Головна астрономічна обсерваторія

ВІДЬМАЧЕНКО Анатолій Петрович МОРОЖЕНКО Олександр Васильович

ПОРІВНЯЛЬНА ПЛАНЕТОЛОГІЯ. НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК.

Відьмаченко А.П., Мороженко О.В. Порівняльна планетологія. Навчальний посібник // Київ: Національна академія наук України, Головна астрономічна обсерваторія. ТОВ ДІА, 2013. – 552 с.

Київ, видавництво ТОВ «ДІА», 2013

Відьмаченко Анатолій Петрович, з 1983 р. к.ф.-м.н. з 1999 р. д.ф.-м.н., у 2000 р. присвоєно звання с.н.с., у 2007 р. – професора. З 1975 р. після закінчення Київського державного університету ім. Т.Г. Шевченка, працював на кафедрі астрономії фізичного факультету КДУ ім. Т.Г. Шевченка, з 1977 р. працює в Головній астрономічній обсерваторії НАН України на посадах інженера, молодшого наукового співробітника, наукового співробітника, старшого наукового співробітника; з 1999 р. завідуючий відділом фізики тіл Сонячної системи, з 2013 р. - відділом фізики планетних систем). У 1986 р. обраний дійсним членом-кореспондентом Національної Академії наук Республіки Болівія, з 2009 р. – академік Академії наук вищої школи України. Викладає «Порівняльну планетологію» на кафедрі астрономії і фізики космосу фізичного ф-ту Київського національного університету ім. Т.Г. Шевченка та «Загальна фізика» і «Фізика» на кафедрі фізики Національного університету біоресурсів і природокористування. Його дослідження присвячені вивченню варіацій оптичних, динамічних, кінематичних характеристик і фізичних параметрів атмосфер планет Сонячної системи та екзопланет, експериментальній сейсмології атмосфер планет-гігантів. Він вперше заресстрував власні коливання в атмосферах Юпітера і Сатурна, разом з колегами виявив сезонні зміни атмосфери Юпітера і Сатурна, займається розробкою, виготовленням і дослідженнями фотометричної, спектральної і поляриметричної апаратури для дистанційного дослідження тіл Сонячної системи та інших небесних об'єктів.

Мороженко Олександр Васильович, з 1966 р. к.ф.-м.н, з 1977 р. д.ф.-м.н., у 1971 р. присвоєно звання с.н.с., у 1991 р. – професора. З 1959 р. після закінчення Київського державного університету ім. Т.Г. Шевченка працює в Головній астрономічній обсерваторії НАН України на посадах обчислювача, інженера, молодшого і старшого наукового співробітника, завідувача відділу фізики планет, завідувача відділу фізики тіл Сонячної системи і з 1999 року головного наукового співробітника. Основними напрямком роботи є вивчення фізичних характеристик газово-аерозольних складових атмосфер за даними спектрополяриметричних спостережень. Спільно з колегами було виявлено наявність орієнтованих частинок у верхніх шарах атмосфери Сатурна і колової поляризації світла комети Галлея, досліджено 4 добові зміни поляризації світла диска Венери в широкому діапазоні довжини хвиль, визначено параметри атмосферах планет-гігантів, запропоновано і обгрунтовано ідеї, згідно яких відповідальними за зміну потужності озонового шару атмосфери Землі може бути стратосферний аерозоль, а за глобальне потепління – забруднення вод світового океану. Спільно з колегами бу удостоєний премії НАН України ім. М.П. Барабашова (1993 р.) і Державної премії України в галузі науки і техніки (2003 р.)