

М.І.Дзюбенко

ФІЗИКА ГЕЛІОСФЕРИ





Київський національний університет імені Тараса Шевченка

М.І.Дзюбенко

ФІЗИКА ГЕЛІОСФЕРИ

Навчальний посібник

Наукова бібліотека КНУ
імені Тараса Шевченка



УДК 523.6

ББК 22.6

Д 43

Д 43 М.І.Дзюбенко

Фізика геліосфери: Навч. посібник. – К.: Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", 2001. – 110 с.

ISBN 966-594-275-1

Навчальний посібник складено за лекціями курсу, що читаються на фізичному факультеті для студентів, які спеціалізуються з астрономії та фізики космосу.

Розглядаються питання генерації потоку сонячного вітру, його характеристики, просторові та часові варіації геліосферних магнітних полів, поля електромагнітного випромінювання, космічних променів сонячного та галактичного походження. Звернено увагу на процеси формування та розповсюдження ударних хвиль у геліосфері, явища на геліопаузі, комети як природні геліосферні зонди, розподіл та джерела геліосферного пилу.

Рецензент: А.К.Юхимчук, д-р фіз.-мат. наук, проф.

*Затверджено вченою радою
фізичного факультету
12 березня 1999 року*

ISBN 966-594-275-1

1605000000

Д

Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", 2001

ББК 22.6

© М.І.Дзюбенко, 2001
© ВПЦ "Київський університет", 2001

1. ВСТУП. ІСТОРИЧНІ ВІДОМОСТІ

1. Визначення поняття геліосфери. Геліопауза. Найхарактернішою особливістю навколосонячного простору є постійно існуючий потік плазми від Сонця – сонячний вітер. Область розповсюдження сонячного вітру називається геліосферою, а її зовнішня межа – геліопаузою. Структура геліосфери визначається, з одного боку, процесами в атмосфері Сонця, де генерується сонячний вітер, а з другого боку – процесами на геліопаузі, де сонячний вітер інтенсивно взаємодіє з міжзоряним середовищем. Велике значення мають також процеси взаємодії потоків сонячного вітру з іншими об'єктами Сонячної системи – планетами та їх супутниками, астероїдами, кометами, метеорними тілами, міжпланетним газом та пилом. У геліосфері формується складна динамічна структура магнітного поля, джерелом якого є Сонце, планетні тіла, струмові системи, що виникають у плазмі сонячного вітру та інших об'єктів Сонячної системи. Великий вплив на динаміку геліосферної матерії має інтенсивне поле сонячної електромагнітної радіації – процеси збудження та іонізації планетних та кометних атмосфер, міжпланетного газу, світловий тиск та ін. Постійним фактором геліосфери є потік галактичних космічних променів, що її пронизують та розсіюються на магнітних полях. Час від часу в геліосфері реєструються інтенсивні потоки сонячних космічних променів.

У наш час у різних областях геліосфери працюють космічні станції. Вплив факторів геліосферного середовища на стан та функціонування цих систем може бути значним і його вивчення є життєво важливим. Цей аспект охоплює принаймні такі проблеми:

- а) радіаційна небезпека та питання радіаційного захисту;
- б) метеоритна небезпека, метеоритна ерозія;
- в) накопичення статичних електричних зарядів на елементах космічних систем та небезпека сильних іскрових розрядів;
- г) надійність зв'язку в геліосфері;
- д) окремо – вплив факторів геліосфери на біологічні об'єкти та людину.

2. Деякі історичні відомості. Не претендуючи на вичерпність, відмітимо низку досліджень, спостережень, трактовок, які з нашого

погляду, мали велике значення для формування сучасних поглядів на природу геліосферних процесів.

Де Меран (Франція, 1731) був, мабуть, першим, хто вів мову про викиди газу Сонцем, такі, що приводять до суттєвих змін у віддалених від Сонця областях Сонячної системи, зокрема, викликають полярні сяйва у верхній атмосфері Землі. Виходячи з такої гіпотези про природу полярних сяйв, де Меран вважав, що її підтвердженням може бути спостереження сяйв не тільки в Арктиці, а і в Антарктиці. У 1773 р. капітан *Кук* спостерігав полярні сяйва, плаваючи в антарктичних водах.

У 1784 р. *Кавендіш* виконав перші вимірювання висоти полярних сяйв, показав, що вони відбуваються у верхніх шарах земної атмосфери, і таким чином зміцнив позиції тих, хто розвивав гіпотезу зовнішнього впливу. Слід нагадати, що вірну оцінку висоти верхнього краю полярного сяйва ще раніше дав *Ломоносов*, спостерігаючи його на фоні присмерку.

Велике значення мало відкриття циклічності сонячної активності (*Швабе*, 1843). З'явилася можливість пошуку відповідних циклічностей в геофізичних процесах і конкретизації механізмів сонячно-земних зв'язків, а разом із тим і природи міжпланетного середовища, через яке ці зв'язки здійснюються. В 1851 р. *Себін* знайшов кореляцію збурень магнітного поля Землі з циклами сонячної активності. *Браун* (1858) помітив повторюваність геомагнітних збурень із періодом обертання Сонця навколо власної осі.

Першого вересня 1859 р. *Керінгтон* вперше спостерігав інтенсивний сонячний спалах у білому світлі. Одночасно і незалежно його спостерігав і *Ходжсон*. Під час спалаху було зареєстровано помірне геомагнітне збурення. Але через ~ 40 годин почалася сильна магнітна буря, що супроводжувалась інтенсивними полярними сяйвами в обох півкулях Землі. Неважко підрахувати, що на лінії Сонце-Земля інформація розповсюджувалась з швидкістю ~ 1000 км/с. Слід відзначити, що в своїх міркуваннях при інтерпретації цієї послідовності явищ сам Керінгтон був дуже обережним, але описані спостережні факти підтверджували попередні уявлення про витікання газу із Сонця. *Беккерель* вважав джерелом частинок на Сонці сонячні плями. В 1892 р. *Фіцджеральд* по запізненню геомагнітної бурі відносно моменту проходження сонячної плями через центральний меридіан

Сонця оцінив швидкість хмар сонячних частинок, що зумовлюють магнітні бурі на Землі: ~ 500 км/с.

У 1896 р. *Біркеланд* запропонував гіпотезу, згідно з якою полярні сяйва викликаються потоками електронів від Сонця. У 1900 р. *Олівер Лодж* у статті “Сонячні плями, магнітні бурі, хвости комет, атмосферна електрика та полярні сяйва” писав, що магнітні бурі викликаються “зливою або летючою хмарою заряджених атомів або іонів”. Проте такі ідеї ще деякий час залишались під сумнівом. Наприклад, *Кельвін* вважав прояви зв'язку між геомагнітними та сонячними явищами випадковими. Та в боротьбі поглядів народжувалась істинна картина явищ.

Біркеланд у 1903 р. постулював існування на Сонці активних областей, що неперервно випромінюють потоки речовини в міжпланетний простір. Коли Земля попадає в такий потік, на ній відбувається магнітна буря, а якщо у результаті обертання Сонця такі ситуації повторюються через один, два тощо, сонячні оберти, на Землі реєструється 27-денна послідовність магнітних бур. Виходячи з того, що слабкі магнітні збурення спостерігаються на Землі майже завжди, *Біркеланд* вважав, що і опромінення Землі сонячною речовиною має бути неперервним. По суті, уже в цих міркуваннях закладено вірний висновок про неперервний потік речовини від Сонця.

У 1911 р. *Шустер* висловив заперечення відносно електронних сонячних потоків чи хмар, виходячи з елементарного міркування про руйнуюче такі однозарядні потоки електростатичне розсіювання на шляху від Сонця до Землі. *Ліндеман* (1919) запропонував концепцію нейтральних сонячних корпускулярних потоків, тобто постулював, що концентрації позитивно і негативно заряджених частинок у потоках однакові (термін плазма у фізиці був введений *Ленгмюром* і *Тонксом* 1929 р.).

Гостро стояло питання про механізми прискорення сонячних корпускул до спостережуваних швидкостей. Перша спроба пояснення належить *Мілну* (1926), який розглянув механізм світлового тиску в полі сонячного випромінювання. *Альвен* (1937) пропонував механізм прискорення в потужних поляризаційних електричних полях, які виникають при розділенні зарядів у сонячній короні. *Саха* (1945) вважав, що швидкі заряджені частинки на Сонці можуть генеруватися в ядерних реакціях у підповерхневих шарах. *Крат* (1947), *Пікель-*

нер (1950), Кіпенхойєр (1953) пропонували так звані екзосферні моделі сонячного корпускулярного випромінювання. Згідно з цими моделями при температурі сонячної корони $\sim 10^6$ К у хвості максвелівського розподілу корональних частинок завжди є значна кількість таких, що мають швидкості більші другої космічної. Частина з них із області екзосфери Сонця може без зіткнень вийти в міжпланетний простір. Чепмен (1957) запропонував модель протяжної сонячної корони, що знаходиться в стані статичної рівноваги. Енергія в чепменівській моделі передається лише шляхом теплопровідності, а всі інші механізми переносу енергії несуттєві. Отже, загалом виключався і механізм викидання сонячної речовини, не виникали проблеми прискорення. Земля та інші планети Сонячної системи були “занурені” в гарячий газ протяжної зовнішньої атмосфери Сонця.

Хоча кожне зі згаданих модельних уявлень про природу корпускулярного випромінювання Сонця не було позбавлене своєї міри коректності, нові теоретичні, а особливо спостережні дані вказували на недостатність існуючих моделей. Але наука розвивається широким фронтом і йде вперед незважаючи на те, що деякі “бастіони” у тилах залишаються невзятими. Чепмен і Ферраро (1930) розробили першу модель взаємодії сонячних корпускулярних потоків із магнітним полем Землі, яка була першою моделлю земної магнітосфери. У 1932 р. Бартельс, вивчаючи повторюваність геомагнітних бур, постулював існування на Сонці стійких областей генерації геоэффективних корпускулярних потоків. Ототожнення цих, так званих М-областей із відомими структурами в сонячній атмосфері ще довго залишалося проблематичним.

Вивчаючи орієнтацію плазмових хвостів комет, Гофмейстер (1943) зрозумів, що тут велику роль повинні відігравати електромагнітні сили, обумовлені хмарами чи потоками заряджених частинок, які рухаються від Сонця. Одержані ним спостережні дані з відхилення плазмових хвостів комет від продовженого радіус-вектора дозволили згодом одержати досить добру незалежну оцінку середньої швидкості сонячного вітру (474 ± 21) км/с. Загалом, уже в роботах Гофмейстера була закладена думка, що спостереження комет можуть стати ефективним методом дослідження навколосонячного середовища (геліосфери), а самі комети – своєрідними природними

зондами в цій області. У 1951 р. *Бірман* почав серію праць з вивчення іонізованих хвостів комет І-го типу, у результаті яких дійшов висновку про неперервний в просторі і часі потік плазми від Сонця.

Велике значення у становленні поглядів на характер сонячного корпускулярного випромінювання мали роботи *Мейнела* (1951). Вивчаючи профілі водневих ліній у спектрах полярних сяйв, він знайшов їх голубе зміщення, що вказувало на вторгнення атомів водню в земну атмосферу зі швидкостями ~ 500 км/с, близькими до тих, які було одержано для сонячних корпускул, за часом затримки геофізичних явищ відносно сонячних.

У 1955 – 1957 рр. групою київських астрономів (*С.К.Всехсвятський, Г.М.Нікольський, Є.О.Пономарьов, В.І.Чередніченко*) було розроблено концепцію розширення сонячної корони в навколосонячному просторі, яка мала ті ж вихідні позиції, що і сучасна теорія сонячного вітру, опублікована незабаром *Паркером* (1958). Паркер і ввів термін сонячний вітер.

Запуск першого штучного супутника Землі (*Корольов, 1957*) випав якраз на період інтенсивних дискусій відносно природи сонячних корпускулярних потоків, умов їх генерації на Сонці, розповсюдження у міжпланетному просторі, взаємодії з магнітним полем Землі та іншими тілами Сонячної системи. З більшості питань були різні погляди. Тому однією з перших наукових задач для позаземних наукових платформ були прямі виміри параметрів сонячного вітру.

У 1959 р. групою *Грінгауза* на космічних станціях “Луна-2” та “Луна-3”, що прямували до Місяця, було вперше виконано такі вимірювання. Правда, вони носили дискретний характер і з них важко було судити про тривалість сонячних корпускулярних викидів. На американській космічній станції “Марінер-2”, що прямувала до Венери, неперервні спостереження сонячного вітру проводилися протягом тривалого часу і ними було підтверджено, що сонячний вітер є постійно діючим фактором міжпланетного простору.

Київськими астрономами, крім уже згаданих робіт 50-х рр. з концепції динамічної сонячної корони (*С.К.Всехсвятський* та інші), було виконано ряд важливих досліджень, які сприяли формуванню сучасних уявлень про фізику геліосфери. Звернемо увагу на деякі з них. *В.Г.Іванчук* (1965) за матеріалами вивчення розподілу та дина-

міки речовини в полярних шапках сонячної корони показав їх велике значення в генерації прискореного сонячного вітру. Ці дослідження сприяли становленню поглядів на корональні діри як джерела високошвидкісних потоків сонячних корпускул (пригадайте гіпотетичні М-області Бартельса). У 1973 р. під час сонячного затемнення разом із французькими астрономами було досліджено компактний викид корональної речовини – транзієнт (С.К.Всехсвятський, С.Кучмі, М.І.Дзюбенко, О.Т.Несмянович, Г.А.Рубо, Ж.Фаго). Тривалі дослідження таких явищ на американській космічній станції “Скайлеб” (1973) і подальші роботи довели їх велику роль в динаміці геліосфери. Група київських астрономів під керівництвом С.К.Всехсвятського плідно працювала над вивченням впливу факторів геліосферного середовища на комети і можливостей використання кометних спостережень для діагностики геліосфери.

2. СОНЯЧНА КОРОНА – БАЗОВИЙ РІВЕНЬ ГЕЛІОСФЕРИ

1. Сонячна корона. До початку 50-х рр. в основному ствердилися погляди на сонячну корону як високотемпературну зовнішню атмосферу Сонця. Дані спостережень примусили навіть впертих скептиків признати, що температура корони $\sim 10^6$ К. При таких температурах водень – основна складова сонячної атмосфери – повністю іонізований. Отже, корона являє собою *протонно-електронний газ* із невеликими домішками іонів інших елементів. Електрони корони розсіюють випромінювання сонячної фотосфери (*томсонівське розсіювання*), завдяки чому ми і можемо спостерігати світіння корони, правда в умовах, коли рівень інтенсивності фотосферного світла, розсіяного у земній атмосфері і телескопі, знижений на декілька порядків величини (*повне сонячне затемнення, спеціальний коронограф, позаатмосферні спостереження*). За інтенсивністю цього розсіяного корональними електронами випромінювання визначається електронна концентрація в короні. В її нижніх шарах (внутрішня корона) вона досягає $10^8 - 10^9$ см⁻³ і швидко зменшується з висотою (шкала висот $\sim 0.1 R_c$). На неперервний спектр томсонівського розсіювання корональними електронами (К-спектр) накладається лінійчатий спектр випромінювання корони (L-спектр). Це випромінюван-

ня належить багаторазово іонізованим атомам корональної плазми (Fe X, Fe XIV, Ni XV, Ca XV та інші).

Наведені вище оцінки температури, концентрації, шкали висот у короні треба сприймати як деякі середні значення вказаних параметрів. Реально корона дуже неоднорідна, як щодо розподілу температури, так і за концентрацією плазми (див., наприклад, рис.2.1). Найбільш характерними утвореннями в неоднорідній корональній структурі є: а) великі промені – *стрімери* з шоломоподібною основою; б) корональні *діри* – області з пониженою густиною речовини та відкритою у навколосонячний простір структурою магнітного поля; в) тонкі *плазмові струмені*, які можуть спостерігатись окремо, або в складі більш крупних корональних деталей; г) системи *плазмових*

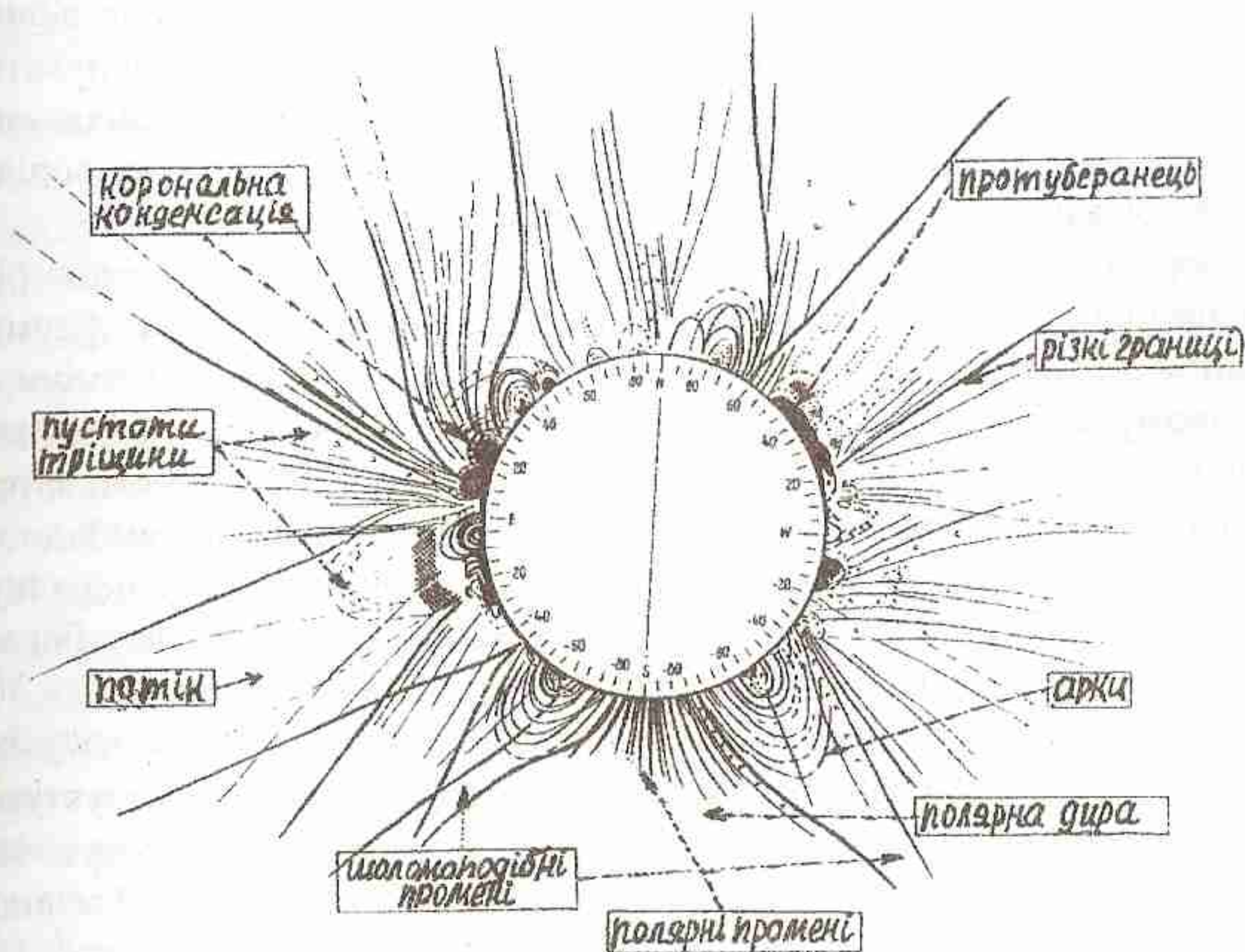


Рис. 2.1. Схематичний рисунок сонячної корони 22.09.1968 р. із позначенням деяких основних корональних структур [1].

арок (і окремі арки), які найчастіше спостерігаються в основі променів – стримерів над протуберанцями та волокнами; деякі арки (дуги) виділяються завдяки тому, що електронна концентрація в них збільшена порівняно з околom, інші, навпаки, – завдяки дефіциту речовини; д) *полярні промені*, які спостерігаються в малозбурених полярних областях сонячної корони (полярних шапках, полярних дірах); слід сказати, що такі ж промені можуть з'являтися і в широких корональних дірах на низьких геліографічних широтах; е) *корональні конденсації* – області підвищеної електронної концентрації та температури у внутрішній короні, що мають куполоподібну чи дугоподібну форму. Електронна концентрація в сусідніх корональних утвореннях може відрізнятися на порядок величини, причому її зміни відбуваються на характерній відстані $\sim 10^3$ км, а можливо і меншій. Температурні градієнти в короні теж можуть бути дуже великими. Так, наприклад, гаряча корональна конденсація може існувати протягом тривалого часу поряд із відносно холодними корональними областями. Це вказує на те, що процеси дифузії та теплопровідності в короні обмежуються магнітними полями.

Сонячна корона характеризується досить складною динамікою різних часових та просторових масштабів. Давно відомі зміни форми корони від одного затемнення Сонця до іншого, систематичні зміни в 11-річному циклі сонячної активності. Спостереження за допомогою коронографів, рознесених уздовж смуги повної фази сонячного затемнення, дозволили віднайти обертання корони разом із Сонцем відносно його осі, зафіксувати зміни її структури за відрізки часу порядку години. Швидкості руху арок, петель, плазмових хмар над протуберанцями та плямами, окремих тонких променів лежать в межах 1 - 50 км/с. Поява та розпад тонких полярних променів відповідає часу їх життя $\sim 15 - 20$ годин. Але найбільш вражаючі перебудови в структурі сонячної корони спостерігаються під час так званих корональних викидів маси (транзієнтів). Одна з таких подій наведена на рис.2.2 згідно з спостереженнями на американській космічній станції Скайлеб 10 червня 1973р. Маса хмар гарячої корональної речовини, що викидається в навколосонячний простір у таких подіях досягає $\sim 10^{15} - 10^{16}$ г, енергія $\sim 10^{30} - 10^{32}$ ерг, характерний час розвитку явища на рівні сонячної корони порядку години, а швидкості викидів лежать у широ-

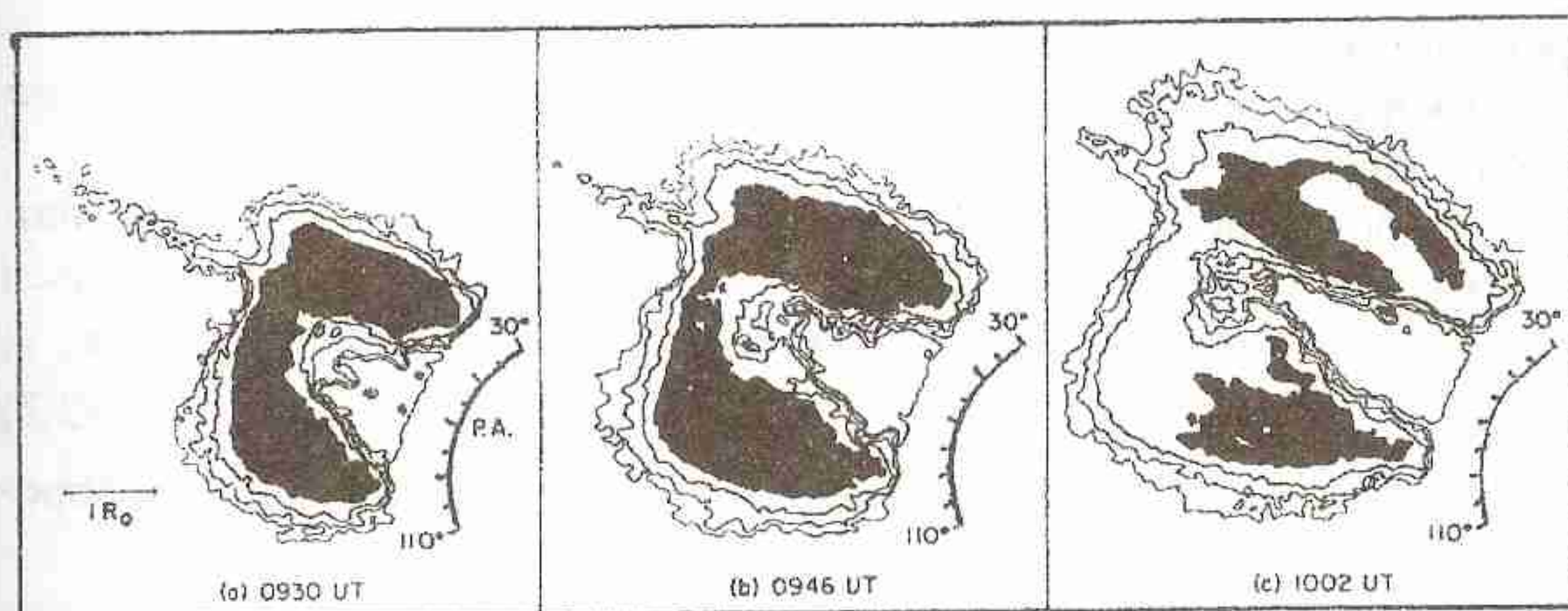


Рис. 2.2. Розподіл та динаміка речовини у великому корональному транзієнті-викиді 10.06.1973 р. [2].

ких межах $\sim 100 - 1000$ км/с. Частота появи найбільш потужних збурень такого типу в сонячній короні залежить від рівня сонячної активності і в епоху максимуму 11-річного циклу досягає декількох подій на добу. Менш потужні викиди (субтранзієнти) відбуваються значно частіше і є, мабуть, постійно діючим фактором, збуджуючим геліосферу. Таким чином ми бачимо, що ранні гіпотези про потоки і хмари сонячних корпускул, що викидаються у міжпланетний простір, знайшли своє підтвердження на основі новітніх спостережень.

2. Протяжна корона С.Чепмена (1957р.). Модель гідростатичної високотемпературної сонячної корони Чепмена відіграла значну роль у становленні сучасних знань про природу геліосфери. Дехто із вчених вважав, що своєю роботою авторитетний геофізик трохи призупинив пошук свідочств на користь викидів сонячної речовини в міжпланетний простір. Проте, головним тут слід вважати те, що деякі парадоксальні результати чепменівської моделі прямо наводили на думку про існування постійного потоку плазми від Сонця.

Чепмен виходив із таких припущень:

а) корона, включаючи її найбільш віддалені області, знаходиться в стані гідростатичної рівноваги, тобто розподіл речовини в ній відповідає закону

$$dp = -\rho g dr ; \quad (2.1)$$

де p, ρ, g, r – тиск, густина, прискорення вільного падіння на Сонці та геліоцентрична віддаль відповідно;

б) корона сферично симетрична і не приймає участі в обертанні Сонця навколо осі;

в) корональний газ у всій товщі корони повністю іонізований; теплопровідність протонно-електронного коронального газу визначається в основному більш рухливими електронами і може бути записана як

$$\kappa = \kappa_0 T^{5/2}, \quad (2.2)$$

де κ_0 мало залежить від густини і температури; при типових корональних умовах $\kappa_0 \sim 5 \cdot 10^{-7}$ ерг/см·с·К^{7/2};

г) енергія в короні передається лише шляхом теплопровідності; всі інші механізми переносу енергії дають незначний внесок; джерела і стоки енергії в самій товщі корони відсутні; тоді тепловий потік через сферу радіуса r у короні зберігається:

$$F = -4\pi r^2 \kappa \frac{dT}{dr} = \text{const}, \quad (2.3)$$

д) температура корони залишаючись високою у всій її товщі (щоб забезпечити повну іонізацію), все ж при $r \rightarrow \infty$ прямує до нуля;

е) магнітним полем в короні нехтуємо.

Рівняння (2.3) разом із (2.2) дає:

$$r^2 \cdot T^{5/2} \cdot \frac{dT}{dr} = C, \quad \text{де } C \text{ – стала.}$$

Інтегруємо:

$$\int_{T_0}^T T^{5/2} dT = C \int_{r_0}^r \frac{dr}{r^2}. \quad (2.4)$$

Тут T_0 – температура корони на базовому рівні r_0 .

Із рівняння (2.4):

$$\frac{2}{7} (T^{7/2} - T_0^{7/2}) = C \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right), \quad (2.5)$$

а з умови д) знаходимо:

$$C = -\frac{2}{7} r_0 T_0^{7/2}.$$

Підставимо значення C в (2.5), одержуємо

$$T(r) = T_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{2/7}. \quad (2.6)$$

Якщо прийняти для корони $T_e = T_p = T$, то

$$p = 2nkT, \quad (2.7)$$

де n - концентрація електронів (протонів) в електронно - протонній корональній плазмі.

Із сумісного розгляду (2.1) та (2.7) маємо:

$$\frac{dp}{p} = \frac{\rho g}{2nkT} dr. \quad (2.8)$$

Введемо в (2.8): $\rho = m_H n, g = \frac{\gamma M_c}{r^2}$, залежність (2.6) і проінтегруємо:

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = - \frac{\gamma M_c m_H}{2kT_0 r_0^{2/7}} \int_{r_0}^r r^{-12/7} dr$$

$$p(r) = p_0 \cdot \exp \left\{ \frac{7}{10} \cdot \frac{\gamma M_c m_H}{kT_0 r_0} \cdot \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{5/7} - 1 \right] \right\}, \quad (2.9)$$

де p_0 - тиск на $r = r_0$.

Враховуючи,

що

$$p_0 = 2n_0 kT_0,$$

а

$p(r) = 2n(r)kT_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{2/7}$, одержуємо залежність концентрації від геліоцентричної відстані

$$n(r) = n_0 \cdot \left(\frac{r}{r_0} \right)^{2/7} \cdot \exp \left\{ \frac{7}{10} \cdot \frac{\gamma M_c m_H}{kT_0 r_0} \cdot \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{5/7} - 1 \right] \right\}, \quad (2.10)$$

Із (2.9) видно, що при $r \rightarrow \infty$ $p(r)$ монотонно прямує до кінцевого значення

$$p(\infty) = p_0 \cdot \exp \left\{ - \frac{7}{10} \cdot \frac{\gamma M_c m_H}{kT_0 r_0} \right\}. \quad (2.11)$$

Залежність (2.10) проходить через мінімум на

$$r_{\min} = \left(\frac{7}{4} \cdot \frac{\gamma M_c m_H}{k T_0 r_0} \right)^{7/5} \cdot r_0 \quad (2.12)$$

На інтервалі $r > r_{\min}$ $n(r)$ зростає і при великих r виходить на залежність $n(r) \sim r^{2/7}$.

Прийmemo: $r_0 = 1.2 R_c = 8.34 \cdot 10^8$ а, $n_0 = 5 \cdot 10^7$ а⁻³, $T_0 = 10^6$ К.

Користуючись формулами (2.6), (2.10) - (2.12), одержуємо оцінки:

$$\begin{aligned} p(\infty) &\cong 2 \cdot 10^{-8} \text{ дн/см}^2 \\ r_{\min} &\cong 165 R_c \\ n(r_{\min}) &\cong 424 \text{ см}^{-3} \\ n(r = 1 \text{ a.o.}) &\cong 426 \text{ см}^{-3} \\ T(r = 1 \text{ a.o.}) &\cong 2.3 \cdot 10^5 \text{ К} \end{aligned}$$

У 50-х рр. уже було досить спостережних даних (зодіакальне світло, комети, біляземний простір), які дозволили оцінити ступінь коректності одержаних з теорії Чепмена значень n та T . Ці оцінки в основному були на користь теорії, що і визначило відносну привабливість її положень протягом деякого часу. Згодом Чепмен розглянув вплив на результати теорії присутності дипольного магнітного поля Сонця, обертання корони разом із Сонцем, турбулентності корональної плазми. Проте залишалось найважливіше ускладнення в чепменівській моделі – велике значення тиску на великих геліоцентричних відстанях ($p(\infty)$), що на багато порядків величини перевищує можливий тиск з боку міжзоряного середовища ($\sim 10^{-12}$ дн/см²).

Паркер вірно зрозумів причину цього ускладнення – опис протяжної сонячної корони за допомогою рівнянь гідростатики не має сенсу; особливо це стосується великих геліоцентричних відстаней.

3. Гідродинамічна теорія Паркера (1958). У своїх дослідженнях Паркер виходив із результатів Бірмана, який, вивчаючи плазмові хвости комет, дійшов висновку про існування неперервного потоку речовини від Сонця зі швидкістю кілька сотень км/с, а також із аналізу статичної моделі Чепмена, яка приводила до кінцевого досить великого тиску при $r \rightarrow \infty$ і тим самим наводила на думку про необхідність введення в модель відцентрового потоку частинок.

При розробці першого варіанту гідродинамічної моделі розширення корони Паркер допустив, що:

- 1) розширення корони в міжпланетний простір є природнім наслідком її високої температури;
- 2) тиск у короні розподіляється ізотропно;
- 3) корона сферично симетрична;
- 4) Сонце не обертається навколо своєї осі;
- 5) Сонце не має магнітного поля;
- 6) у короні відсутня в'язкість;
- 7) корона знаходиться в стаціонарному стані.

Основні рівняння теорії:

- 1) рівняння руху

$$\rho \frac{dV}{dt} = -\frac{dp}{dr} - \rho g, \quad (2.13)$$

де густина $\rho = n \cdot m_H$, тиск $p = 2nkT$, $g = \gamma \frac{M_\odot}{r^2}$, V – радіальна швидкість розширення корони. Враховуючи ще, що

$\frac{dV}{dt} = \frac{dV}{dr} \cdot \frac{dr}{dt} = \frac{dV}{dr} \cdot V$, переписуємо (2.13) у вигляді

$$nm_H V \frac{dV}{dr} = -\frac{d}{dr}(2nkT) - \frac{\gamma m_H M_\odot}{r^2}. \quad (2.14)$$

- 2) рівняння нерозривності:

$$nVr^2 = n_0 V_0 r_0^2 = \text{const}, \quad (2.15)$$

де індекс 0 визначає деякий базовий рівень у короні.

Виключимо з (2.14) концентрацію n , використавши для цього рівняння (2.15), а потім введемо безрозмірні величини:

$$\xi = r/r_0, \tau = T/T_0, \lambda = \frac{\gamma M_\odot m_H}{2r_0 k T_0}, \psi = \frac{m_H V^2}{2k T_0}. \quad (2.16)$$

Одержуємо рівняння:

$$\frac{d\psi}{d\xi} \left(1 - \frac{\tau}{\psi}\right) = -2\xi^2 \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\tau}{\xi^2}\right) - \frac{2\lambda}{\xi^2}. \quad (2.17)$$

Розглянемо розв'язок цього рівняння для випадку ізотермічної корони $\tau = 1$. У цьому випадку (2.17) набуває вигляду

$$\frac{d\psi}{d\xi} \left(1 - \frac{1}{\psi} \right) = \frac{4}{\xi} - \frac{2\lambda}{\xi^2}. \quad (2.18)$$

Інтегруємо (2.18):

$$\psi - \ln \psi = 4 \ln \xi + \frac{2\lambda}{\xi} + C(\text{const}). \quad (2.19)$$

Повернемося до (2.18). Права частина цього рівняння проходить через нуль при $\xi = \xi_c \equiv \lambda/2$. Зрозуміло, що розв'язок (2.18) має бути таким, щоб і ліва частина рівняння перетворювалася в нуль при

$$\xi = \xi_c, \text{ тобто } \left. \frac{d\psi}{d\xi} \right|_{\xi=\xi_c} \cdot \left(1 - \frac{1}{\psi(\xi=\xi_c)} \right) = 0. \quad (2.20)$$

Формально це можливо, якщо

$$\left. \frac{d\psi}{d\xi} \right|_{\xi=\xi_c} = 0, \quad (2.21)$$

або

$$\frac{1}{\psi(\xi=\xi_c)} = 1. \quad (2.22)$$

Умова (2.21) нас не влаштовує з фізичних міркувань, а саме: в нижній короні, де радіальна швидкість розширення V зростає, згідно (2.16) маємо $d\psi/d\xi > 0$ і досягти нульового значення може, лише зменшуючись з ростом ξ ; пройшовши нульове значення, похідна $d\psi/d\xi$ стає від'ємною, що еквівалентно зменшенню V , тобто, пригніченню розширення.

Отже беремо умову (2.22). Це дозволяє визначити сталу інтегрування в (2.19):

$$C = 1 - 4 \ln \xi_c - \frac{2\lambda}{\xi_c} = -3 - 4 \ln \frac{\lambda}{2}$$

і переписати (2.19) у вигляді:

$$\psi - \ln \psi = \frac{2\lambda}{\xi} - 4 \ln \frac{\lambda}{2\xi} - 3. \quad (2.23)$$

Видно, що функція $\psi(\xi)$, що визначається цим рівнянням, залежить і від параметра λ , тобто температури корони на базовому рівні.

Варіюючи T_0 на базовому рівні r_0 (а отже, варіюючи параметр λ), Паркер одержав сукупність розв'язків (2.23) $\psi(\xi, \lambda)$, які за допомогою (2.16) легко трансформуються в залежність $V(r, T_0)$ — див. рис.2.3. Вони досить добре узгоджуються із спостереженнями.

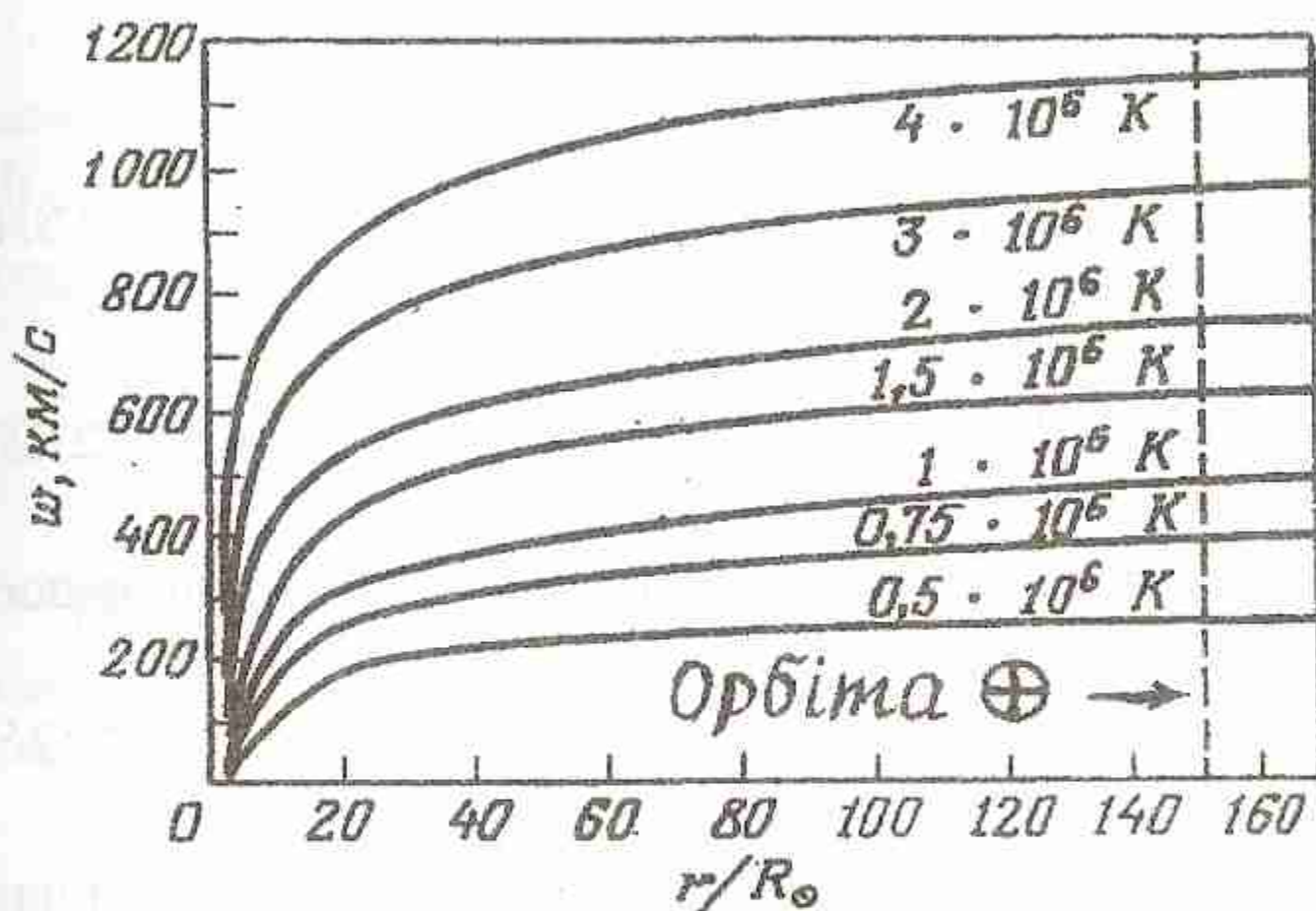


Рис. 2.3. Розв'язки для сонячного вітру, одержані Паркером у наближенні ізотермічної корони. [3].

Приклад. Прийmemo $r_0 = R_c, T_0 = 10^6 \text{ K}$, тоді $\lambda = 11.3$. Рівняння (2.23) набуває вигляду:

$$\psi - \ln \psi = \frac{22.6}{\xi} - 4 \ln \frac{5.6}{\xi} - 3,$$

а в околицях земної орбіти ($\xi \approx 215$):

$$\psi - \ln \psi = 11.7 \quad (2.24)$$

Так як очікується $\psi > 1$ (наприклад, за запізненням геофізичних явищ відносно сонячних причин), то $\psi > \ln \psi$, і в першому набли-

женні можна взяти $\psi_1 \cong 11.7$. Розв'язуючи (2.24) методом ітерацій маємо такі наближення:

$$\psi_2 \cong \ln \psi_1 + \psi_1 = 14.2,$$

$$\psi_3 \cong \ln \psi_2 + \psi_2 = 14.4,$$

$$\psi_4 \cong \ln \psi_3 + \psi_3 = 14.4,$$

що швидко сходяться до значення $\psi = 14.4$, якому (див. (2.16)) відповідає швидкість розширення корони, або швидкість сонячного вітру на орбіті Землі

$$V = \sqrt{\frac{2kT_0\psi}{m_H}} \approx 488 \text{ км/с}$$

Повернемося тепер до величини ξ_c . Який її фізичний смисл? Згідно з (2.22) і (2.16) маємо:

$$\psi(\xi = \xi_c) = \frac{m_H V_{\xi_c}^2}{2kT_0} = 1, \quad (2.25)$$

де V_{ξ_c} – швидкість розширення на відстані ξ_c . З (2.25) вона дорівнює

$$V_{\xi_c} = \sqrt{\frac{2kT_0}{m_H}} \approx 128 \text{ км/с}. \quad (2.26)$$

Тут покладено $T_0 = 10^6 \text{ К}$. Швидкість звуку в короні на рівні $\xi = \xi_c$:

$$V_s = \left(\frac{\kappa p}{\rho} \right)^{1/2} = \left(\frac{10kT_0}{3m_H} \right)^{1/2}, \quad (2.27)$$

де $\kappa = 5/3$ – показник адіабати.

Вираз (2.27) мало відрізняється від (2.26), тому ξ_c часто називають відстанню від центра Сонця, на якій швидкість потоку сонячного вітру переходить звуковий бар'єр, тобто стає надзвуковою. Міра некоректності такого трактування зрозуміла з проведеного порівняння виразів (2.26) та (2.27).

Визначимо ξ_c , враховуючи, що

$$\xi_c = \frac{\lambda}{2} = \frac{\gamma M_c m_H}{4r_0 k T_0}$$

і приймаючи $r_0 = R_c = 6.95 \cdot 10^{10} \text{ см}$, $T_0 = 10^6 \text{ К}$; одержуємо $\xi_c \approx 6$.

Приклад. Оцінимо концентрацію сонячного вітру на орбіті Землі, виходячи з рівняння нерозривності потоку (2.15), беручи за базовий рівень $r_0 = \xi_c R_c = 6R_c$ і умови на ньому:

$T_0 = 10^6 \text{ К}$, $V_0 = V_{\xi_c} = 128 \text{ км/с}$, $n_0 = 5.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ (ці значення відповідають сучасним корональним спостереженням). На орбіті Землі ($r_{\oplus} = 215R_c$) беремо оцінку швидкості сонячного вітру, яку ми отримали вище на основі (2.24) $V(r_{\oplus}) \approx 488 \text{ км/с}$.

Одержуємо

$$n(r_{\oplus}) = \frac{n_0 V_0 r_0^2}{V(r_{\oplus}) r_{\oplus}^2} \approx 1 \text{ лсм}^{-3}.$$

Повернемося у (2.18) до вихідних позначень через (2.16) і врахуємо (2.27)

$$\left(\frac{\kappa V^2}{V_s^2} - 1 \right) \frac{dV}{V} = \left(2 - \frac{\gamma \kappa M_c}{V_s^2 r} \right) \cdot \frac{dr}{r}. \quad (2.28)$$

Умова радіального прискорення потоку:

$$\frac{dV}{V} > 0, \frac{dr}{r} > 0.$$

Умова надзвукової течії

$$\frac{\kappa V^2}{V_s^2} - 1 > 0.$$

Отже рівняння (2.28) дає надзвукові розв'язки за умови

$$\left(2 - \frac{\gamma \kappa M_c}{V_s^2 r} \right) > 0 \quad \text{або} \quad \frac{\gamma m_H M_c}{4kT_0 r} < 1.$$

Звідси видно, що вирішальну роль у генерації надзвукового сонячного вітру має висока температура сонячної корони. При зменшен-

ні T_0 перехід через звуковий бар'єр можливий на більших геліоцентричних віддальх r .

Звичайно розглянутий тут перший варіант гідродинамічної моделі корони і сонячного вітру в подальшому удосконалювався з урахуванням впливу магнітного поля, теплопровідності, в'язкості та ін.

3. СОНЯЧНИЙ ВІТЕР НА ОРБІТІ ЗЕМЛІ

1. Характеристики сонячного вітру на орбіті Землі (спостереження). Параметри сонячного вітру змінюються у просторі і часі в широких межах. У табл.3.1 надано характеристики середнього сонячного вітру на орбіті Землі згідно з вимірами на американських космічних платформах серії IMP. В останньому стовпчику наведено інтервали значень, у межах яких кожен параметр знаходиться у межах 90% часу вимірювань (від 5% до 95%). У табл.3.2 подано густини кінетичної, теплової та магнітної енергії сонячного вітру на $r = 1a.o.$, а в табл.3.3 – відповідні потоки енергії. Кут φ в табл.3.1 відраховується в площині екліптики від напрямку r в бік обертання Сонця, а кут θ – від площини екліптики на північ.

Дебаєвський радіус – найменша характерна довжина, за межами якої плазма характеризується колективною поведінкою. Плазма сонячного вітру – це плазма без зіткнень, оскільки довжина вільного пробігу частинок у ній ($l \sim 1a.o.$) значно перевищує характерний масштаб більшості явищ і процесів у межах геліосфери (взаємодія з природними та штучними тілами, ударні хвилі тощо). Крім того, вона відзначається високим ступенем теплової неврівноваженості ($T_e \neq T_p \neq T_\alpha$ та $T_\parallel \neq T_\perp$). Потік сонячного вітру в околицях Землі надзвуковий ($M_s = V/V_s > 1$) і надальвенівський ($M_A = V/V_A > 1$). Гірорадіуси заряджених частинок у міжпланетних магнітних полях значно менші не тільки від довжини вільного пробігу l , але й від характерних масштабів багатьох плазмових структур і процесів, що супроводжують взаємодію сонячного вітру з планетами, їх супутниками, кометами. Характерна наведена відстань радіальної зміни концентрації сонячного вітру на орбіті Землі:

$$l_n = \left| \frac{d \ln n}{dr} \right|^{-1} \approx 7.5 \cdot 10^7 \text{ км.}$$

Характерний час розширення сонячного вітру:

$$T_{sw} = l_n / V \approx 10^5 \text{ с.}$$

Плазмова та ларморовська частоти на багато порядків величини більші T_{sw}^{-1} .

З табл.3.2 видно, що найбільша енергія зосереджена в напрямленому русі сонячного вітру. Відповідно і потік кінетичної енергії значно більший потоків теплової та магнітної енергії сонячного вітру (табл. 3.3). У цій таблиці поряд із параметрами "середнього" сонячного вітру наведено також осереднені дані про повільний вітер ($V < 300 \text{ км/с}$, спостереження 1971-1974 рр.), та швидкий вітер ($V > 650 \text{ км/с}$, той же період, супутники серії IMP). У табл.3.3 звертають на себе увагу такі особливості сонячного вітру. Концентрація плазми в швидких потоках дещо менша, ніж у повільних, а відношення T_e / T_p стає меншим від одиниці. У високошвидкісних потоках значно зростає густина потоку енергії.

2. Магнітне поле сонячного вітру на орбіті Землі. Міжпланетне магнітне поле вмерожене в плазму сонячного вітру в міру її високої електропровідності ($\sigma \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$). Дійсно, коефіцієнт дифузії магнітного поля (або коефіцієнт магнітної в'язкості) в сонячному вітрі $D_m = c^2 / (4\pi\sigma)$, а глибина проникнення поля в плазму за час розширення сонячного вітру T_{sw} дорівнює:

$$l_m \approx (D_m T_{sw})^{1/2} \approx c(T_{sw} / (4\pi\sigma))^{1/2} \approx 10^5 \text{ см.}$$

Нерівність $l_m \ll l_n$ вказує на високу ступінь вмероженості магнітного поля.

Оскільки густина кінетичної енергії сонячного вітру значно більша, ніж густина магнітної енергії (див. табл.3.2), то магнітне поле переноситься разом із потоком плазми. Якби Сонце не оберталося навколо своєї осі, то магнітні силові лінії, що зв'язані з джерелами на сонячній поверхні, в міру радіальності розширення сонячного вітру мали б також радіальний напрям.

Відомо, що сонячна корона (базовий рівень сонячного вітру) обертається разом із Сонцем навколо його осі. Корональна плазма при $r = R_c$ поблизу сонячного екватора має азимутальну компоненту швидкості $V_{\varphi c} \approx 2 \text{ км/с}$, що принаймні на два порядки величини менше швидкості сонячного вітру. Елемент корональної речовини маси m має момент імпульсу $mV_{\varphi c}R_c$, і, якщо відсутні нерадіальні сили, цей момент повинен зберігатися при русі вибраного елемента від Сонця разом із сонячним вітром:

$$mV_{\varphi c}R_c = mV_{\varphi}r;$$

звідси одержуємо:

$$V_{\varphi} \sim 1/r,$$

тобто азимутальна компонента швидкості сонячного вітру зменшується обернено пропорційно до геліоцентричної відстані й на орбіті Землі дорівнює всього:

$$V_{\varphi \oplus} = (R_c / r_{\oplus})V_{\varphi c} \approx 0.9 \cdot 10^{-2} \text{ км/с}.$$

Моделі, в яких було враховано передачу моменту імпульсу від Сонця до сонячного вітру через магнітне поле і в'язкість дали $V_{\varphi \oplus}$ дещо більшою, ніж вказане значення, проте і в цих моделях вона залишалась на рівні $V_{\varphi c}$, тобто значно меншою швидкості сонячного вітру.

Отже, наближення квазірадіального розширення сонячного вітру можна вважати досить добрим і в моделях, де Сонце і корона обертаються навколо осі з реальним періодом (сидеричний ≈ 25 діб; синодичний ≈ 27 діб). До речі, це підтверджується спостереженнями (зверніть увагу на білянульові значення φ_V в табл.3.1).

Розглянемо ситуацію в екваторіальній площині Сонця (кут між цією площиною і площиною екліптики не перевищує $7^\circ 15'$). Джерела сонячного вітру і магнітного поля обертаються разом із Сонцем із кутовою швидкістю ω_c . Сонячний вітер розповсюджується радіально зі сталою швидкістю $V_{sw} = \text{const}$. Хай перехід від режиму коротації до суто радіального розширення відбувається на геліоцентричній відстані r_{or} . У деяких моделях даються оцінки $r_{or} \approx 20 \div 30 R_c$.

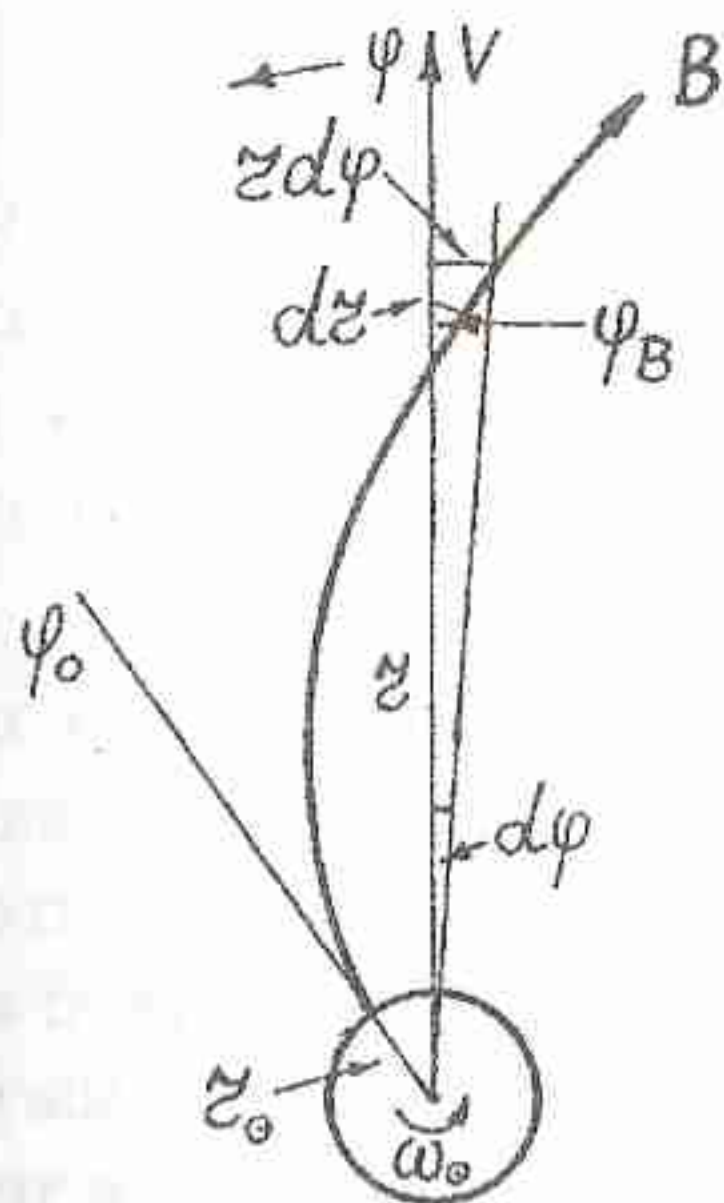


Рис.3.1. Форма силової лінії геліосферного магнітного поля в площині екліптики

На $r > r_{or}$ постулюємо повний контроль структури магнітного поля потоком плазми сонячного вітру. Джерела поля лежать у коротуючій сонячній атмосфері (переважно фотосфері), а на більш високих рівнях магнітне поле формується “витягуванням” магнітних силових ліній цих джерел потоком плазми сонячного вітру. При повній вмороженості неважко одержати рівняння магнітної силової лінії на $r > r_{or}$ (рис.3.1):

$$(r - r_{or}) / V_{sw} = (\varphi_0 - \varphi) / \omega_c, \quad \text{спіраль Архімеда,} \quad (3.1)$$

де r, φ – геліоцентричні полярні координати, відстань і азимут (додатній у напрямку обертання Сонця), φ_0 – азимут області на рівні r_{or} , з якої виходить дана магнітна силова лінія.

Рівняння (3.1) можна записати в диференціальній формі:

$$\frac{d\omega}{dr} = -\frac{\omega_c}{V_{sw}},$$

а з рис.3.1 видно, що:

$$\text{tg}(\varphi_B) = r \frac{d\varphi}{dr} = -\frac{r \omega_c}{V_{sw}}. \quad (3.2)$$

На орбіті Землі:

$r = 1 \text{ a.o.} \approx 1.5 \cdot 10^8 \text{ км}, V_{sw} = 468 \text{ км/с}, \omega_c = 2.7 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$, і згідно з (3.2) одержуємо $\varphi_B \approx -41^\circ$, що дуже близько до середнього значення, одержаного із спостережень (табл.3.1).

Якщо спостерігач, скажімо, космічна платформа з відповідними датчиками, знаходиться в точці r_a, φ_a геліоекваторіальної площини, то в кожен момент часу він реєструє сонячний вітер, джерело якого на рівні r_{or} в цей момент проходить азимут:

$$\varphi_0 = \varphi + \frac{\omega_c}{V_{sw}}(r_a - r_{\omega r}).$$

Так як азимут φ_0 протягом повного оберту Сонця навколо осі проходять послідовно всі біляекваторіальні області сонячної атмосфери, спостерігач реєструє азимутальний скан сонячного вітру на відстані r_a . Якщо тривалість неперервних спостережень досягає сонячного періоду обертання, то такий скан буде повним (360°).

Спостереження сонячного вітру космічними станціями показали, що реальна його структура і динаміка значно складніша від описаної вище простої моделі. Проте, найбільш загальні риси цієї моделі зберігаються. Наприклад, усереднена картина магнітних силових ліній у площині екліптики має досить чітку спіральну структуру, а напрям вектора магнітної індукції на $r \approx 1a.o.$ хоч і змінюється в широких межах, все ж тримається в середньому біля значення $\varphi_B \approx -45^\circ$ (рис.3.2).

На американському супутнику IMP-1, що реєстрував магнітне поле сонячного вітру протягом кількох обертів Сонця (11.1963–02.1964 рр.), було вперше зареєстровано досить стійку азимутальну особливість цього поля: широкі сектори з переважним напрямком вектора магнітної індукції B від Сонця (позитивні сектори) межували з такими ж, де B був направлений переважно до Сонця (негативний сектор). Чітко реєструвались міжсекторні границі, на яких вектор B змінював напрям на протилежний. Усього спостерігалось чотири сектори, основні обриси яких зберігались і при спостереженнях на IMP-2 у наступному році. Отже, матеріали IMP-1 та IMP-2 вказували на відносну стійкість великомасштабної магнітної структури сонячного вітру в епоху мінімуму сонячної активності. Як показали подальші спостереження в періоди високої сонячної активності реконструкція секторної структури міжпланетного магнітного поля може проходити значно швидше. При цьому кількість секторів може змінюватися. На рис.3.2 виділено чотири магнітних сектори.

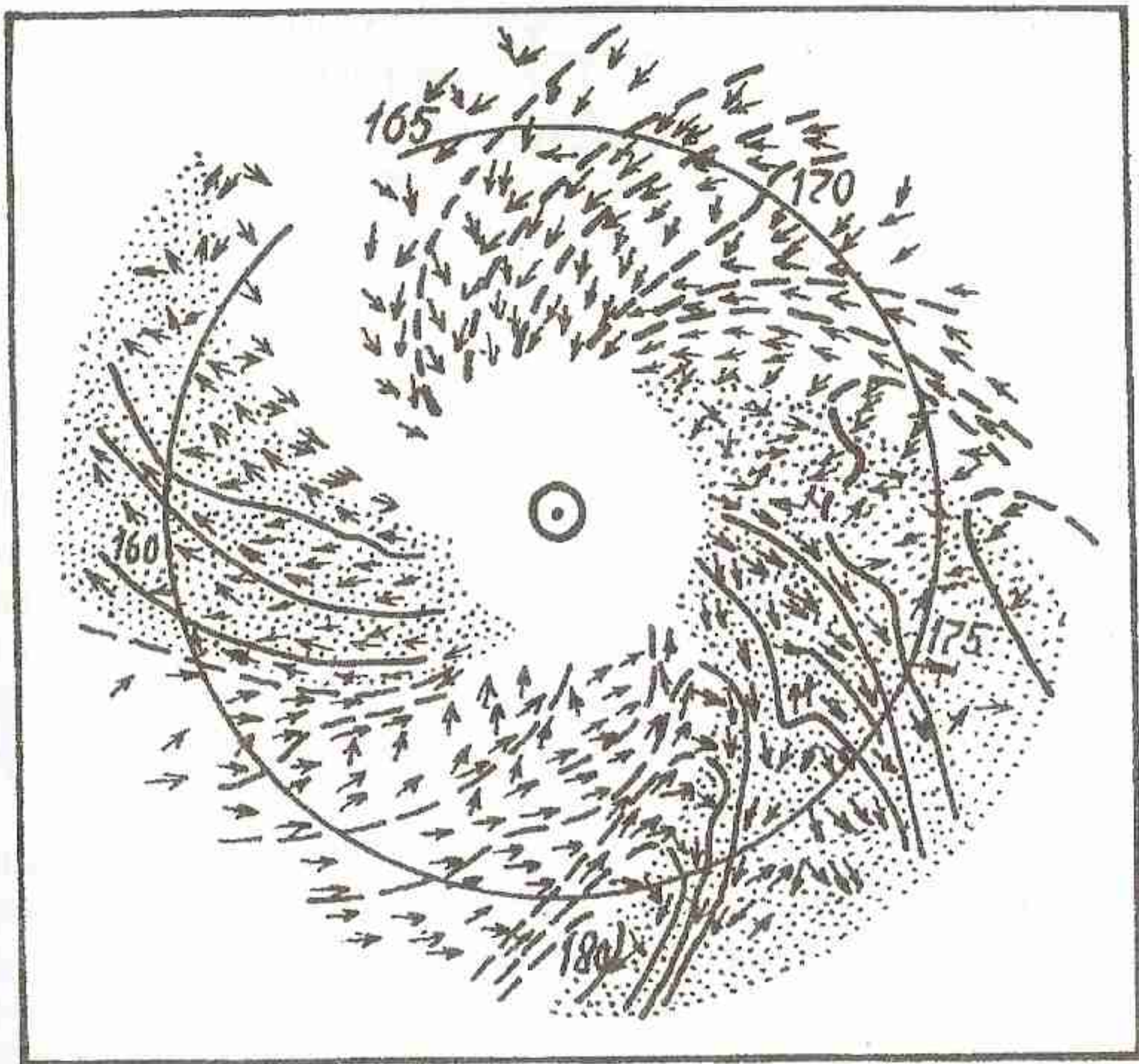


Рис. 3.2. Карта міжпланетного магнітного поля для 1845-го бартельсівського оберту Сонця (02.06.-28.06.1968 р.). Крапками виділені позитивні сектори; цифри вздовж кола – дні року. [4].

Звичайно, в реальних умовах окрім компонент вектора індукції B , що лежать в екліптичній площині, існує і ненульова компонента B_z , перпендикулярна до площини екліптики (див. приклад на рис.3.3).

Джерела збурень у сонячному вітрі пов'язані з процесами в атмосфері Сонця перш за все; взаємодія з тілами Сонячної системи (планети, супутники, астероїди, комети, метеоритна речовина) також породжує збурення міжпланетної плазми і поля; в принципі можливі збурення, джерела яких лежать за межами геліосфери (геліопаузи) в міжзоряному просторі та на самій геліопаузі. Якщо говорити більш конкретно, то слід звертати увагу на такі джерела збурень:

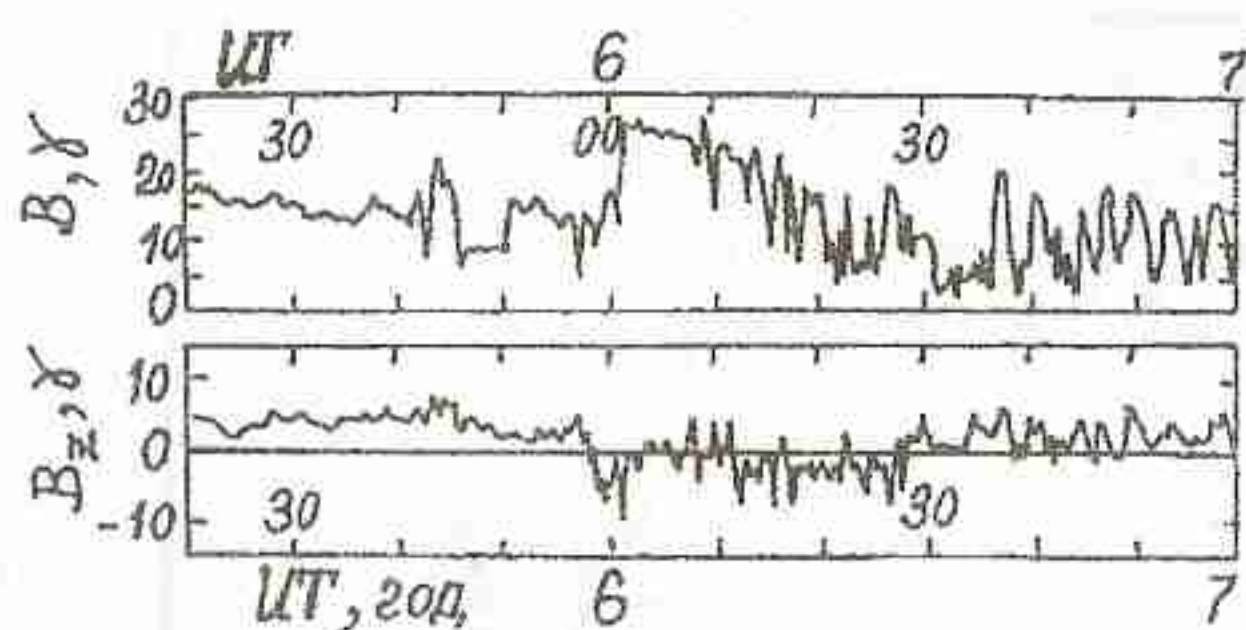


Рис. 3.3. Геліосферне магнітне поле, виміряне на супутнику IMP-6 29 жовтня 1972 р.: B - повна індукція, B_z - компонента, перпендикулярна до площини екліптики.

густини плазми, генерації ударних хвиль, суттєвих змін енергетики сонячного вітру. За підрахунками київського геліофізика В.Г.Іванчука внесок таких явищ може досягати 10-15% від усього потоку маси та енергії сонячного вітру.

3) *Корональні діри* як витoki високошвидкісних потоків сонячного вітру також роблять внесок у розподіл густини плазми, магнітного поля, потоків енергії сонячного вітру, приводять, нарешті, до генерації ударних фронтів.

4) *Взаємодія потоків сонячного вітру з тілами Сонячної системи* приводить до утворення ударних хвиль, протяжних кільватерних слідів у геліосфері, змін у хімічному складі міжпланетної плазми.

5) *Збурення на геліопаузі* в основному пов'язані з виникненням там ударних хвиль, прямих та зворотніх, ефектами проникнення міжзоряних частинок через геліопаузу всередину геліосфери.

У подальшому викладі ми будемо намагатися більш детально розглянути деякі з цих збуджень. Але зрозуміло, що на відстані земної орбіти найважливішим фактором збуджень геліосферної плазми та магнітного поля є джерела, пов'язані з активністю Сонця. Дійсно, спостереження підтверджують залежність від фази циклу сонячної активності характеристик сонячного вітру на $r \approx 1a.o.$:

1) частота появи ударних хвиль більша в максимумі сонячної активності, ніж у мінімумі;

1) Найпотужніші явища сонячної активності – *сонячні спалахи* – пов'язані з генерацією міжпланетних ударних хвиль, потоків високоенергійних частинок, короткохвильової радіації.

2) Спорадичні *корональні викиди маси* різних потужностей (транзієнти, субтранзієнти, мікротранзієнти) приводять до збуджень

2) частота появи потоків енергійних частинок в околицях Землі – сонячних космічних — у максимумі 11-ти літнього циклу в ~ 10 разів вища, ніж у мінімумі (для енергій $E \geq 10^7 \text{ eV}$);

3) дисперсія швидкості сонячного вітру найбільша на вітці спадання сонячної активності та в мінімумі 11-ти літнього циклу;

4) у максимумі сонячної активності протонна концентрація сонячного вітру в середньому нижча, ніж у мінімумі; концентрація гелію ніби веде себе навпаки.

Таблиця 3.1

Характеристики сонячного вітру на орбіті Землі

Параметр	Символ розмірн.	Середнє значення	Імовірне значення	Медіанне значення	Довірчий інтервал
Концентрація	$n, \text{ см}^{-3}$	8.7	5.0	6.9	$3.0 \div 20.0$
Склад	$n_\alpha/n_p, \%$	4.7	4.8	4.7	$1.7 \div 7.8$
Швидкість	$v, \text{ км/с}$	468	375	442	$320 \div 710$
Кут ($\Gamma \wedge v$)					
екліптиці	$\varphi_v, \text{ град}$	-0.64	-0.75	-0.67	$-5.0 \div 3.5$
⊥ екліптиці	$\theta_v, \text{ град}$	-0.45	-0.60		$-4.0 \div 3.0$
Напруженість магнітного поля	B, γ	6.2	5.1	5.6	$2.2 \div 9.9$
Орієнтація магнітного поля	$\varphi_B, \text{ град}$ $\theta_B, \text{ град}$	-43 0.3		-45 0.0	
Температура протонів	$T_p, 10^5 \text{ K}$	1.2	0.5	0.95	$0.1 \div 3.0$
електронів	$T_e, 10^5 \text{ K}$	1.4	1.2	1.33	$0.9 \div 2.0$
α -частинок	$T_\alpha, 10^5 \text{ K}$	5.8	1.2	4.5	$0.6 \div 15.5$
Анізотропія темпл.протони	$(T_{ }/T_{\perp})_p$	1.5	1.3	1.4	$0.7 \div 2.8$
електрони	$(T_{ }/T_{\perp})_e$	1.18	1.09	1.15	$1.0 \div 1.44$
α -частинок	$(T_{ }/T_{\perp})_\alpha$	1.3	1.0	1.2	$0.3 \div 3.4$
Відношення температур	T_e/T_p T_α/T_p	1.9 4.9	1.7 4.8	1.5 4.7	$0.37 \div 5.0$ $2.3 \div 7.5$
Швидкість звуку	$V_s, \text{ км/с}$	63	59	61	$41 \div 91$
Альвен. швидк.	$V_A, \text{ км/с}$	50	50	46	$30 \div 100$
Число Маха	M_s	7.7	7.5	7.7	$5.6 \div 10.0$
Альвен.чис. Маха	M_A	10.7		10.1	$4.0 \div 20.0$

Закінчення табл.3.1

Радіус Дебая	λ_D , м	9.9 ± 3.0		9.8	
	$10^{-9} n \lambda_D^3$	6.7 ± 3.0		6.2	
Гірорадіус електрона	ρ_e , км	2.5			
протона	ρ_p , км	78 ± 36		76	
α -частинки	ρ_α , км	177			
Довжина вільного пробігу	l , а.о.	~ 1			
Плазмова частота електрони	ω_{pe} , с $^{-1}$	$(1.6 \pm 0.5) 10^5$		$1.5 \cdot 10^5$	
протони	ω_{pp} , с $^{-1}$	$(3.7 \pm 1.2) 10^3$		$3.5 \cdot 10^5$	
Гірочастота електрона	ω_{ce} , с $^{-1}$	$(1.1 \pm 0.5) 10^3$			$0.95 \cdot 10^3$
протона	ω_{cp} , с $^{-1}$	0.57 ± 0.25			0.52

Таблиця 3.2

Густина енергії сонячного вітру на орбіті Землі (в 10^{-10} ерг/см 3)

Густина енергії	Позначення формула	Середнє значення	Імовірне значення	Медіанне значення	Довірчий інтервал
Направленого руху протонів	$n_p m_p v^2 / 2$	144	100	125	$50 \div 310$
Магнітного поля	$B^2 / 8\pi$	1.7		1.2	
Теплового руху протонів	$1.5 n_p k T_p$	1.9	0.7	1.3	$0.4 \div 5.5$
електронів	$1.5 n_e k T_e$	2.5	1.1	2.0	$0.7 \div 7.3$
α -частинок	$1.5 n_\alpha k T_\alpha$	0.4	0.06	0.28	$0.04 \div 1.2$
	$1.5 n_p m_p \langle \delta v^2 \rangle$	1.1	0.3	0.37	$0.05 \div 3.3$

Таблиця 3.3

Характеристики різних типів сонячного вітру

Параметр	Позначення	В і т е р			
		середній	повільний	швидкий	
Концентрація	$n, \text{см}^{-3}$	8.7 ± 6.6	11.9 ± 4.5	3.9 ± 0.6	
Швидкість	$v, \text{км/с}$	468 116	327 15	702 32	
Потік	$nv, 10^8 \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	3.8 2.4	3.9 1.5	2.7 0.4	
Напрямок в екліптиці	$\phi_v, \text{град}$	-0.6 2.6	1.6 1.5	-1.3 0.4	
Температура протонів	$T_p, 10^5 \text{К}$	1.2 0.9	0.34 0.15	2.3 0.3	
електронів	$T_e, 10^5 \text{К}$	1.4 0.4	1.3 0.3	1.0 0.1	
α -частинок	$T_\alpha, 10^5 \text{К}$	5.8 5.0	1.1 0.8	14.2 3.0	
	T_e/T_p	1.9 1.6	4.4 1.9	0.45 0.07	
	T_α/T_p	4.9 1.8	3.2 0.9	6.2 1.3	
Склад	$n_\alpha/n_p, \%$	4.7 1.9	3.8 1.8	4.8 0.5	
Потоки енергії	$\text{єрг/см}^2\text{с}$				
магнітної	$(B^2/8\pi)v$	0.008	0.0056	0.012	
кінетичної					
протонів	$n_p m_p v^3/2$	0.70 0.5	0.35 0.1	1.13 0.2	
теплової					
протонів	$2.5nvkT_p$	0.016 0.02	0.0043 0.002	0.023 0.05	
електрон	$2.5nvkT_e$	0.018 0.02	0.016 0.07	0.010 0.002	

4. СПОСТЕРЕЖЕННЯ СОНЯЧНОГО ВІТРУ В ПЛОЩИНІ ЕКЛІПТИКИ

1. Деякі результати спостережень сонячного вітру на $r < 1$ а.о. та $r > 1$ а.о. у площині екліптики. Подаємо дані прямих спостережень із мінімальними коментарями.

Область на $r < 1$ а.о. Космічний апарат Геліос-1. Спостереження з 10.12.1974 р. до 31.12.1977 р. (охоплено 6 обертів Сонця). Аналіз привів до таких висновків:

а) швидкість сонячного вітру дещо зростає з ростом геліоцентричної відстані майже до $r = 0.6$ а.о., де вона виходить на стає середнє значення 370 км/с;

б) просліджується кореляція між швидкістю і температурою сонячного вітру; за характером цієї кореляції зроблено висновок про

нагрівання плазми сонячного вітру, яке більше на $r \sim 0.3 \div 0.6 a.o.$, ніж на орбіті Землі.

Космічні апарати Геліос-1,2 та IMP-8 (1974-1976 рр.):

а) зареєстровано 85 випадків, коли протонна температура в перерахунку на умови поблизу Землі була $< 1,5 \cdot 10^4$ К, що суттєво менше середніх значень (див. табл.3.1, 3.3); 35 із них відносяться до перетину границь магнітних секторів; решта 50 випадків, окрім відносно низької температури, характеризуються ще магнітною аномалією та тривають близько 40 годин; вважається, що такі структури являють собою рухомі замкнуті "магнітні хмари", які формуються в короні на $r \sim 10 R_c$;

б) фронт високошвидкісного потоку на $r \sim 0.3 a.o.$ більш різкий, ніж на $r \sim 1.0 a.o.$;

в) екстраполяція вимірів магнітної індукції B у високошвидкісних потоках сонячного вітру на область базової корональної діри дала для останньої значення: $B \approx 10 \div 20$ Гс.

За період 1976-1977 рр. відбулося 8 «протистоянь» космічних апаратів Геліос-1 та Геліос-2, ситуацій, коли обидва апарати розташовувались на одному радіусі Сонця в інтервалі $r \sim 0.3 \div 1.0 a.o.$. Сумісна обробка спостережень обох платформ дала:

а) для повільних потоків сонячного вітру ($V < 400$ км/с) в інтервалі $r \sim 0.3 \div 1.0 a.o.$ спостерігається зростання швидкості, яке в усередненій формі можна подати законом $dV/dr = 52 \pm 11$ км/с $a.o.$; протонна температура при цьому змінюється так: $T_p \sim r^{-(1.21 \pm 0.1)}$;

б) для високошвидкісних потоків $dV/dr \approx const$, а $T_p \sim r^{-(0.69 \pm 0.08)}$;

в) рівень флуктуацій у високошвидкісних потоках нижчий, ніж у повільних.

Область на $r > 1 a.o.$ Порівняльний аналіз спостережень на космічних апаратах Піонер-10,11 ($r \sim 1.4 \div 15.2 a.o.$) та IMP-6,7,8 ($r \sim 1.0 a.o.$) у 1973-1978 рр. Взято 6 періодів, коли пара апаратів виходила на один і той же продовжений радіус-вектор Сонця. Основні результати аналізу:

а) на відстані $\Delta r \sim 1.8a.o.$ вздовж радіус-вектора Сонця спостерігається висока кореляція виміряних швидкостей сонячного вітру (коефіцієнт кореляції $k = 0.83$); при $\Delta r \sim 14.8a.o.$ $k = 0.06$.

б) азимутальна потокова структура сонячного вітру простежується до великих відстаней, проте азимутальна "рельєфність" у розподілі швидкості згладжується з ростом r ; з точністю ± 25 км/с середня швидкість при цьому залишається сталою; величина відхилень від середнього значення зменшується в розглянутому інтервалі геліоцентричних відстаней по експоненті з характерним просторовим масштабом 11 ± 3 а.о.; якщо прийняти стандартне відхилення швидкості на $r = 1a.o.$ рівним $\Delta V_1 = \pm 100$ км/с, то згідно з цим законом на $r \sim 15a.o.$ одержимо $\Delta V_{15} = \Delta V_1 \cdot \exp(-15/11) \approx 25$ км/с.

Вимірювання на Піонер-10 на $r \sim 1.26 \div 12.19a.o.$ привели до залежності $T_p \sim r^{-0.52}$, проте, виникла проблема розділення просторових змін температури та її часових варіацій у період спостережень (03.1972 - 02.1974 рр.).

Аналіз вимірювань, виконаних космічними апаратами Вояджер-1,2 (1979-1980 рр.), привів до результатів, які коротко можна подати так:

а) на $r \sim 2 \div 5a.o.$ потокова структура сонячного вітру в значній мірі згладжена порівняно з станом на $r \sim 1a.o.$; максимальна швидкість у потоках на $r \sim 2 \div 5a.o.$ не перевищувала 400-500 км/с і була на 40-50 км/с більшою, ніж швидкість фонового вітру;

б) виміри магнітного поля і концентрації плазми на $r \sim 2 \div 5a.o.$ привели до залежності $\ln B \sim \ln n$; індукція B змінюється в 10-20 разів;

в) перед поверхнею розділу різношвидкісних потоків спостерігалась пряма ударна хвиля, а позаду – зворотна; так як зворотна ударна хвиля розповсюджується в середовищі з пониженою густиною і тиском, то вона віддалена від поверхні розділення потоків більше, ніж пряма хвиля;

г) співставлення спостережень на Вояджер-1,2 та IMP-8 показали, що при взаємодії різношвидкісних потоків сонячного вітру на $r \sim 1a.o.$ виникає переважно пряма ударна хвиля; на $r > 4a.o.$ спосте-

рігались і прямі і зворотні ударні хвилі; на $r > 6a.o.$ взаємодія приводить до різких змін n і T , а зміни V незначні;

д) до $r \sim 10a.o.$ не виявлені ознаки взаємодії сонячного вітру з міжзоряним середовищем;

е) $T_p \sim r^{-(0.7 \pm 0.2)}$ для $r \sim 1,5 \div 7a.o.$; помічено значне підвищення температури на фронтах високошвидкісних потоків;

є) в області взаємодії різношвидкісних потоків на $r \sim 7,7 \div 8,7a.o.$ напруженість магнітного поля може зростати в 2,5-5 раз порівняно з фоновою.

Якщо спробувати якось узагальнити наведені вище фактичні дані, то можна сказати таке:

1) деяке збільшення середньої швидкості сонячного вітру спостерігається принаймні до $r \sim 0.6a.o.$, а можливо і до земної орбіти.

2) при збільшенні геліоцентричної відстані потокова структурність вітру згладжується.

3) у середовищі сонячного вітру спостерігаються рухомі хмари плазми з власним магнітним полем ("магнітні хмари"), які коректно пов'язати з корональними викидами маси – транзієнтами.

4) менша дисперсія потокової швидкості у високошвидкісних потоках сонячного вітру природно ув'язується з відносно вищою регулярністю магнітної структури в корональних дірах.

5) велику роль у динаміці сонячного вітру відіграють процеси надзвукової взаємодії його різношвидкісних потоків із утворенням прямих та зворотних ударних хвиль.

6) у розширенні сонячного вітру, принаймні до $r \sim 10a.o.$ не виявлено взаємодії з міжзоряним середовищем.

7) середня протонна температура сонячного вітру зменшується з відстанню повільніше, ніж в умовах адіабатичного розширення, якому відповідає закон $T_p \sim r^{-4/3}$.

8) локальні температурні депресії спостерігаються на міжсекторних границях та в так званих "магнітних хмарах". Локальні температурні експеси виникають на фронтальних поверхнях високошвидкісних потоків.

9) магнітне поле в областях взаємодії потоків сонячного вітру може локально зростати в 2-5 раз порівняно з фоновим спіральним полем. Загальна варіація B може досягати порядку величини.

5. ПРОСТОРОВА СТРУКТУРА ГЕЛІОСФЕРИ

1. Ефект Розенберга-Колмена. Деякі дані про геліоширотні варіації геліосферних параметрів можна одержати не залишаючи земних околиць. Протягом року геліоширота Землі змінюється періодично у межах $\pm 7,25^\circ$. Найбільшої геліошироти Земля досягає близько 10 вересня, найменшої – 6 березня, площину сонячного екватора перетинає близько 6 червня та 10 грудня.

Розенберг та Колмен (публікація 1969 р.) вперше порушили питання про можливі регулярні зміни секторної структури міжпланетного магнітного поля в околицях Землі протягом року, пов'язані з регулярною зміною її геліошироти. Були використані прямі спостереження поля з біляземних космічних платформ, а також реконструкції секторної структури за наземними магнітними спостереженнями в полярних шапках (метод Свальгарда-Мансурова). Визначалась кількість діб в межах кожного оберту Сонця (27-денні інтервали Бартельса), коли спостерігався позитивний сектор міжпланетного магнітного поля (N_+). Зрозуміло, що величина $(27 - N_+)$ дає кількість діб із протилежним полем у даному бартельсовському інтервалі.

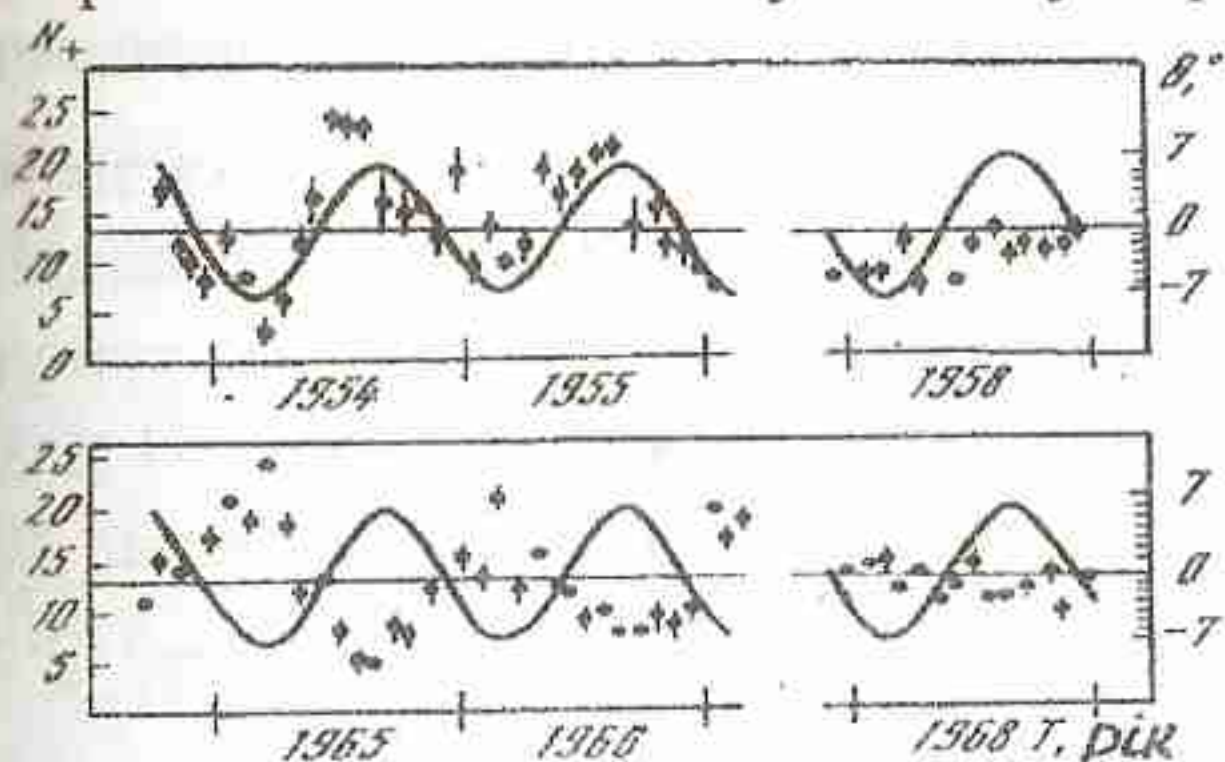


Рис. 5.1. Синхронне співставлення числа діб у кожному сонячному оберті, коли геліосферне магнітне поле було направлене від Сонця (N_+ , точки) та геліографічної широти Землі (θ). [5].

Основний результат такої роботи подано на рис.5.1, де неперервною лінією позначено зміни геліошироти Землі (шкала справа), а точками – зміни величини N_+ (шкала зліва) у межах кількох часових інтервалів (шкала абсцис). Для періоду 1954-1955 рр. (мінімум сонячної активності) характерно те, що коли Земля проєктується на південну півку-

лю Сонця (геліоширота Землі $\theta_{\oplus} < 0$), в її околицях реєструється переважно негативна орієнтація міжпланетного магнітного поля ($N_+ < 27/2$). При переході Землі на $\theta_{\oplus} > 0$ N_+ зростає і реєструється переважно позитивна орієнтація поля ($N_+ > 27/2$). У наступному мінімумі сонячної активності (1965-1966 рр.) річна варіація N_+ також добре виражена, проте, протилежно попередньому мінімуму 1954-1955 рр., тут у південній півсфері геліосфери реєструється переважно позитивна орієнтація магнітного поля, а в північній – негативна. В епоху максимуму 11-річного циклу сонячної активності (1958 та 1968 рр.) N_+ тримається в основному на рівні $\sim 27/2$, тобто, в зоні геліографічних широт $\theta_{\oplus} = \pm 7.25^\circ$ тривалість (і сумарна довготна протяжність) секторів із протилежним напрямком поля приблизно однакова і майже не залежить від $\theta_{\oplus}$.

Наведені закономірності зв'язку N_+ з $\theta_{\oplus}$ одержали назву ефекту Розенберга–Колмена. Вони вказують на те, що в епохи мінімуму сонячної активності в геліосфері можна виділити деяку поверхню (чи “нейтральний” шар) із невеликим нахилом до геліоекваторіальної площини, північніше якої міжпланетне поле має один переважаючий напрям, а південніше – протилежний. Протягом сонячного циклу (між сусідніми мінімумами сонячної активності) відбувається зміна полярності переважаючого поля в обох напівпросторах на протилежну. Відсутність залежності N_+ від $\theta_{\oplus}$ в епохи максимуму сонячної активності і той факт, що $N_+ \sim 27/2$ у ці епохи, вказує мабуть на те, що така зміна полярності великомасштабного геліосферного поля протягом сонячного циклу відбувається не шляхом переполосовки, а за рахунок кардинальної зміни орієнтації означеного вище “нейтрального” шару. В максимумі сонячної активності нейтральний шар має великий нахил до геліоекваторіальної площини і ділить зону геліоширот $\theta_{\oplus} = \pm 7^\circ 25'$ приблизно навпіл майже незалежно від геліошироти.

На рис.5.2 зроблено спробу проілюструвати попередні міркування простою моделлю плоского нейтрального шару, що обертається разом із Сонцем. За нормальних умов поверхня цього шару звичайно має складну форму, пов'язану з перепадами динамічного, магнітного та теплового тиску в областях, які він розділяє, та з обертанням Сонця. До

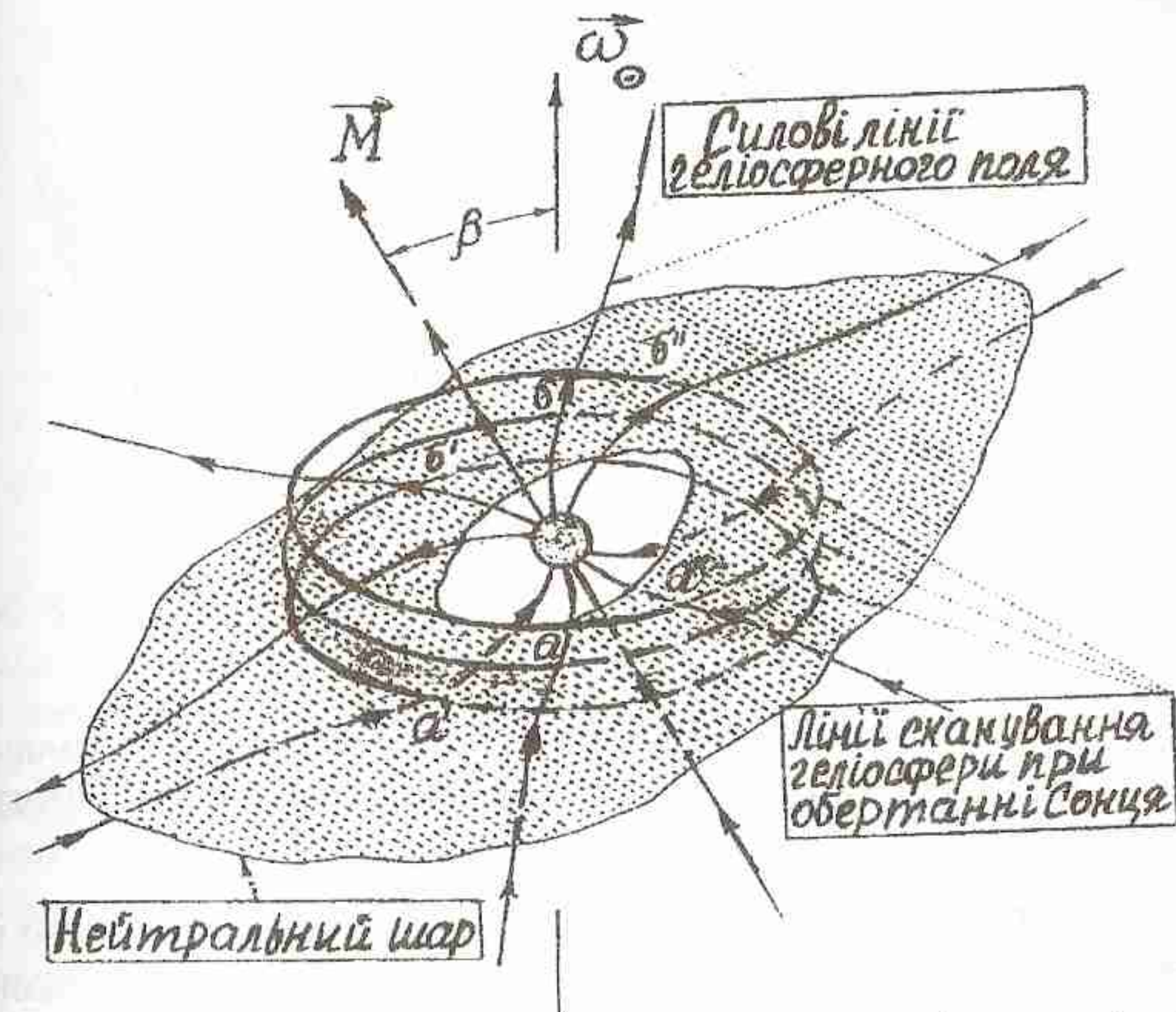


Рис. 5.2. Схема плоского нейтрального шару, що ділить геліосферу на півпростори з протилежним напрямком міжпланетного магнітного поля.

M – дипольний момент Сонця, ω_0 – вектор його кутової швидкості. Показано три скани для різних геліографічних широт сканера (Земля, космічна станція). У точках a, a', a'' сканер перетинає нейтральний шар, реєструючи $(-, +)$ – секторну границю, в точках b, b', b'' реєструється $(+, -)$ – границя.

речі, не слід виключати можливості формування в геліосфері й інших, більш локалізованих нейтральних шарів, особливо поблизу Сонця, пов'язаних із складною магнітною структурою в зовнішній короні.

Коли космічна станція перетинає нейтральний шар, вона реєструє зміну напрямку магнітного поля на протилежний, тобто міжсекторну границю. Неважко збагнути, що в моделі плоского шару (рис.5.2) є місце лише двохсекторній або одnoseкторній ситуації. Багатосекторні реалізації вказують на більш складний рельєф нейтрального шару, такий, що Земля (чи космічна станція) протягом одного сонячного оберту перетинає його багато разів (рис.5.3).

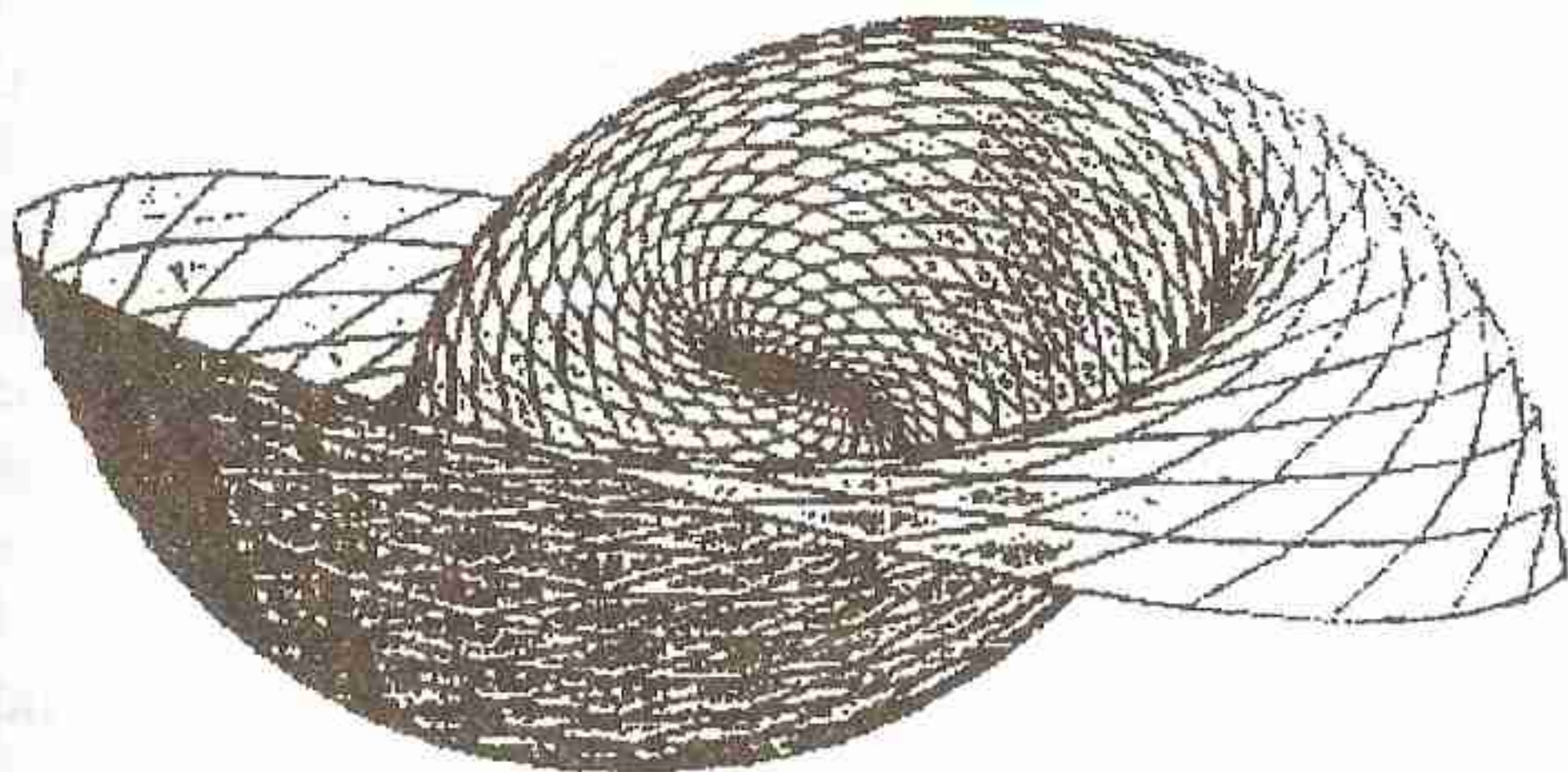


Рис. 5.4. Геліосферний нейтральний шар на $r < 5$ а.о. з урахуванням обертання Сонця відносно плазми сонячного вітру, що розширюється разом із вимороженим магнітним полем сферично симетрично зі швидкістю 400 км/с. Розрахунок зроблено наближенні, що нейтральна лінія на поверхні Сонця являє собою велике коло, нахилене до площини екватора під кутом 30° . [6].

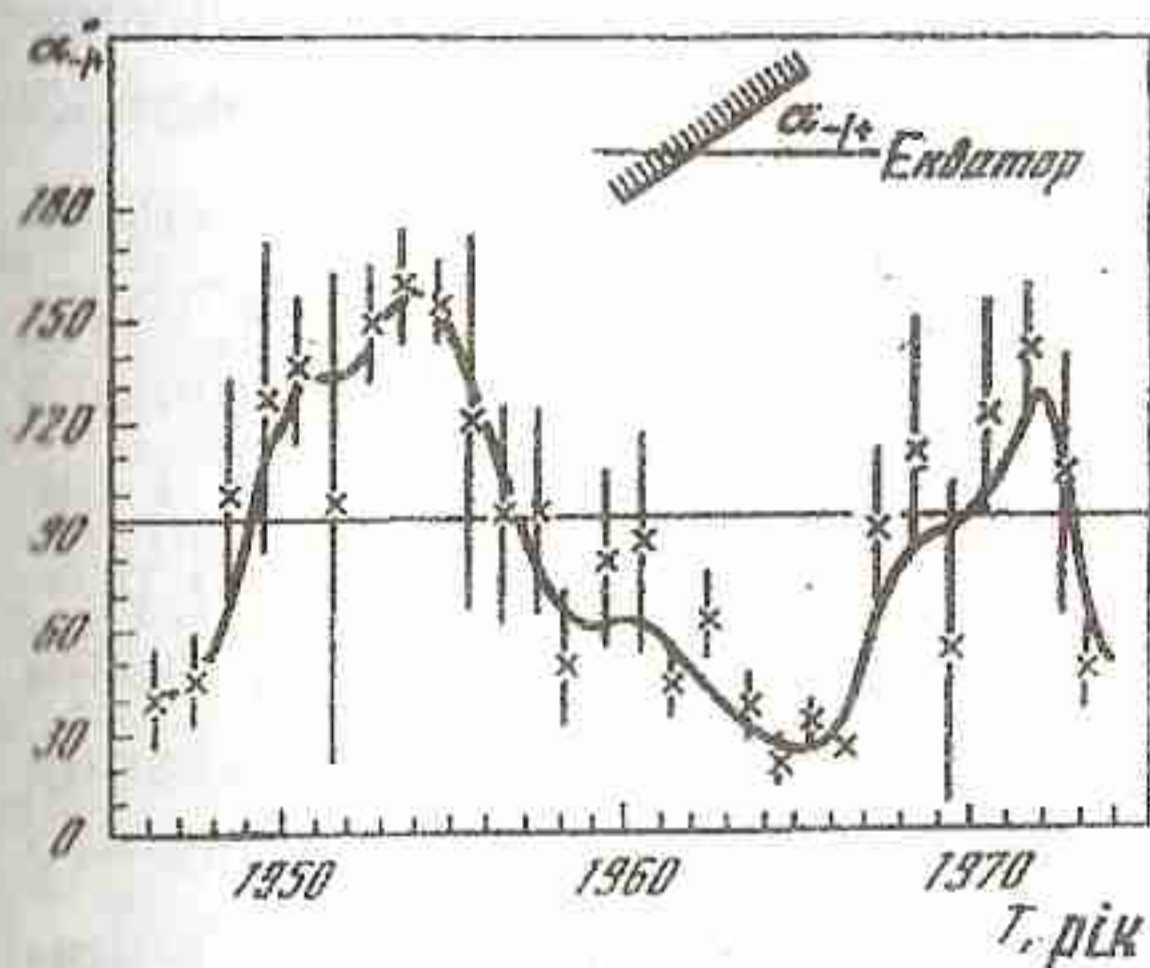


Рис. 5.5. Зміна середньорічних значень кута між площиною нейтрального шару в геліосфері і площиною сонячного екватора за період 1947 - 1974 рр. [5].

в 1976 р. (епоха мінімуму сонячної активності), коли реєстрація поля ведеться при найбільшій геліошироті, практично протягом більшості

лютому 1976 р. максимальної геліографічної широти $\approx 16^\circ$. Аналіз магнітних вимірювань на цій космічній станції дозволив побудувати залежність, подану на рис.5.6. По осі ординат зліва наведена величина $P_+ = N_+/27$, тобто відносна кількість діб із позитивним напрямком міжпланетного магнітного поля в кожному 27-добовому інтервалі (періоді) сонячного обертання (за Бартельсом).

Із рис.5.6 видно, що при зростанні геліографічної широти космічної станції зростає і P_+ , так що

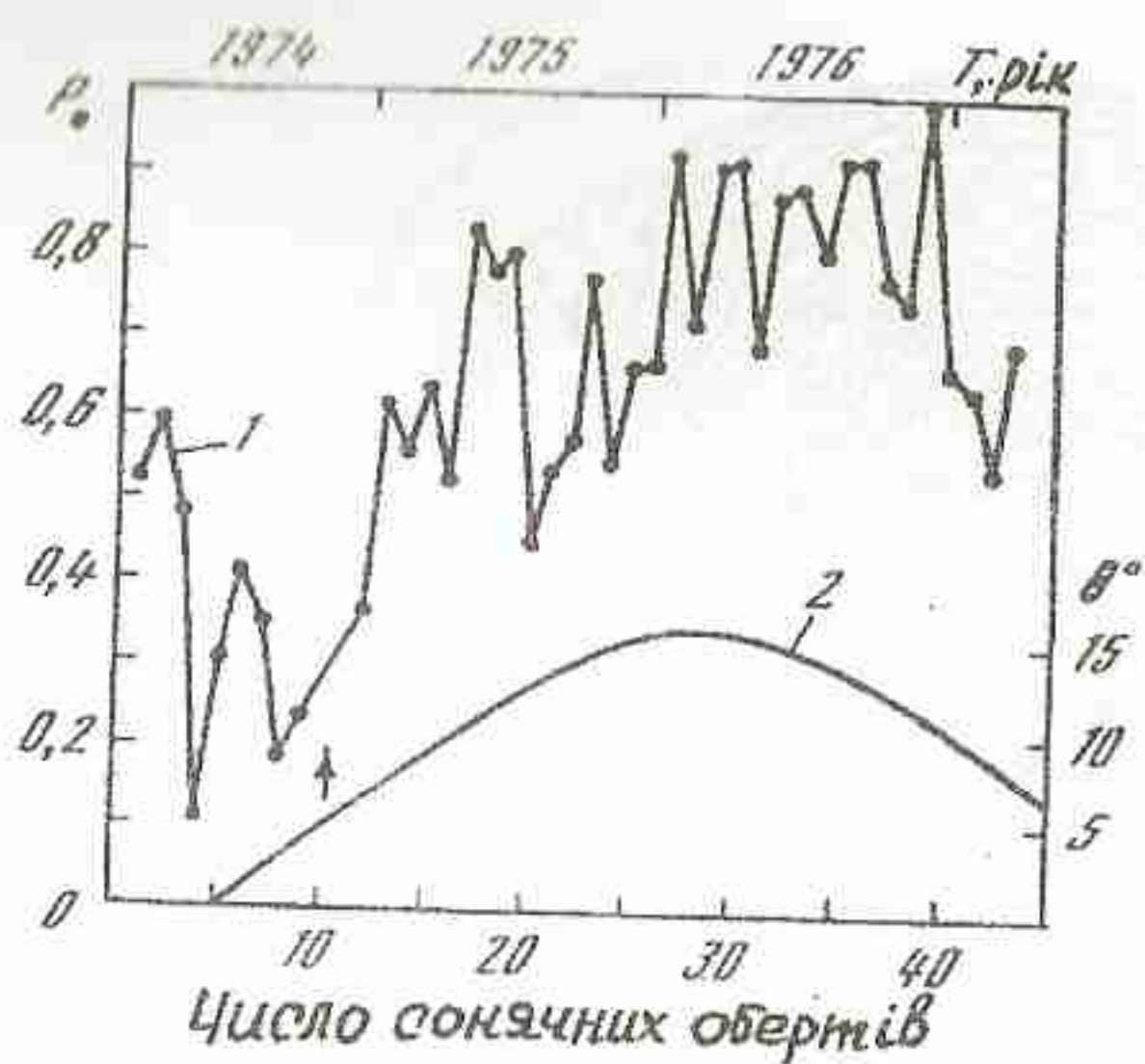


Рис. 5.6. Синхронне співставлення відносної тривалості позитивного сектора в кожному бартельсовському оберті Сонця та геліографічної широти космічного апарату Піонер-11, на якому виконувалися магнітні спостереження. [7].

коронаграфа та інше. Проте, вплив сильних локальних фотосферних полів і пов'язаних із ними активних утворень в оптичному діапазоні ускладнює цю роботу. Лінія розділення позитивного та негативного поля в атмосфері Сонця звичайно має дуже складну форму, і ще складніше простежити її трансформації в геліосфері у процесі розширення сонячного вітру. Як зазначалося вище, азимутальні скани сонячного вітру (див. рис.3.2) одержані виходячи з постулювання його стаціонарності принаймні протягом одного сонячного оберту (~ 27 діб). Характерний час розвитку багатьох новоутворень у сонячній атмосфері (спалахи, плями, транзйентні явища тощо) значно менший. Менший і характерний час розширення сонячного вітру (див. лекцію 3). Тому, без сумніву, і в межах одного сонячного оберту відбувається значна трансформація структури сонячного вітру навіть на рівні великомасштабних його утворень (магнітні сектори, високошвидкісні потоки, магнітні хмари). Звичайно, матеріалів для

сонячних обертів панує односекторна магнітна структура. Позитивна полярність поля в північному півпросторі геліосфери в цей час цілком відповідає результатам Розенберга-Колмена.

3. Структури в сонячній атмосфері, які можна пов'язати з базовим рівнем міжпланетного нейтрального шару. Це питання ставилося неодноразово. "Слід" нейтрального шару в атмосфері Сонця намагалися визначити з вивчення розподілу фонового фотосферного поля, яскравості зеленої корональної емісії (λ 5303 Å), яскравості білої внутрішньої корони за даними К-

надійного моделювання таких трансформацій бракує. Та все ж деякі спроби в цьому напрямку були зроблені.

Чада (1978 р.) провів сферичний аналіз фотосферних магнітних полів за період 1959-1973 рр., виділив дипольну гармоніку поля і розглянув її еволюцію. У мінімумі сонячної активності вісь глобального сонячного диполя відхиляється від осі обертання Сонця на $50-60^\circ$, а в максимумі цей кут може досягати 90° . Як бачимо, тенденція та ж, що і в даних Розенберга-Колмена, якщо вважати, що міжпланетне поле є результатом витягування дипольного поля Сонця потоком сонячного вітру. Спостережувані полярності переважаючого поля також співпадають, але одержані в моделі Чада для мінімуму сонячної активності відхилення осі диполя від осі обертання значно більші тих, що виходили з вивчення ефекту Розенберга-Колмена.

Вважається, що дані про положення міжпланетного нейтрального шару на базовому рівні можна одержати із корональних спостережень. Видимими структурами, що позначають нейтральний шар у сонячній короні є стійкі радіально-протяжні промені-стрімери. Оскільки в шоломоподібних основах таких променів густина плазми і температура підвищені, то деякі відомості про положення нейтрального шару можна одержати також із аналізу розподілу яскравості внутрішньої білої К-корони та інтенсивності її емісії в лінії $5303 \text{ \AA}$. Зрозуміло, що із-за дуже складної структури фотосферного магнітного поля пошук слідів міжпланетного нейтрального шару на рівні внутрішньої корони сильно утруднюється появою великої кількості локальних магнітних деталей, які досить швидко затухають із збільшенням висоти і, по суті, мало впливають на формування глобального нейтрального шару та секторних границь на великих r .

Рис.5.7 демонструє співставлення положення міжпланетного нейтрального шару зі структурою зовнішньої корони Сонця 11 липня 1991 р. Використано спостережуваний розподіл сонячного фотосферного поля та його перерахунок на $r \sim 2.5 R_c$ у потенціальному наближенні.

4. Глобальне магнітне поле Сонця. Наведені результати вказують на існування надвеликомасштабного магнітного поля Сонця, яке у джерелах має квазідипольну структуру, а вісь диполя нахилена до осі обертання Сонця. Кут нахилу змінюється в 11-літньому циклі сонячної

активності. Слід нагадати, що про існування такого поля йшлося вже при вивченні особливостей структури сонячної корони. Виникає питання про ототожнення витоків глобального поля на рівні сонячної атмосфери. Природно, що такі витoki перш за все пов'язуються з так званими фоновими полями на Сонці, тобто полями малої напруженості, які реєструються в обширних областях, не збурених проявами сонячної активності. Знак таких полів, як уже зазначалося, здебільшого досить добре відповідає знаку глобального поля. Проте, існують суттєві труднощі в такому ототожненні. Так, наприклад, області фонового поля на Сонці мають менші характерні розміри і зазнають суттєвого впливу диференціального обертання, в той час як глобальне поле, що відповідає за формування міжпланетної секторної структури, за деякими даними диференціальності обертання не відчуває.

Прийmemo на орбіті Землі ($r_{\oplus} = 215R_c$) індукцію міжпланетного магнітного поля $B \approx 6 \cdot 10^{-5}$ Гс (див. табл.3.1). Постулюючи далі радіальну дилоцію поля в процесі розширення сонячного вітру, оцінимо індукцію на поверхні Сонця за формулою:

$$B(r = R_c) \approx B(r = r_{\oplus}) \cdot (r_{\oplus} / R_x)^2 \approx 2.5 \text{ Гс} \quad (5.1)$$

Якщо врахувати, що і локальні магнітні поля виносяться в міжпланетний простір потоками сонячного вітру, то одержана оцінка (5.1) може бути прийнята як верхня границя індукції глобального поля на $r = R_c$. За деякими іншими розрахунками ця величина лежить у межах 0-0,2 Гс і суттєво змінюється з часом.

5. Властивості міжпланетного струмового шару (МПСШ). Можна стверджувати, що нейтральний шар є найважливішою особливістю геліосферної магнітної структури. В інтервалі $r \approx 0.3 \div 10R_c$ його існування підтверджено прямими спостереженнями секторної структури міжпланетного магнітного поля. Вважають, що в радіальному напрямку шар може досягати геліопаузи.

Трансформацію глобального квазидипольного поля Сонця в процесі розширення сонячного вітру до його спостережуваної в геліосфері конфігурації (див. наприклад, рис.5.2) можна інтерпретувати як результат існування в області нейтрального шару струму відповідного напрямку. Тому частіше цей шар називають міжпланетним струмовим шаром. Магнітне поле цього струму, накладаючись на

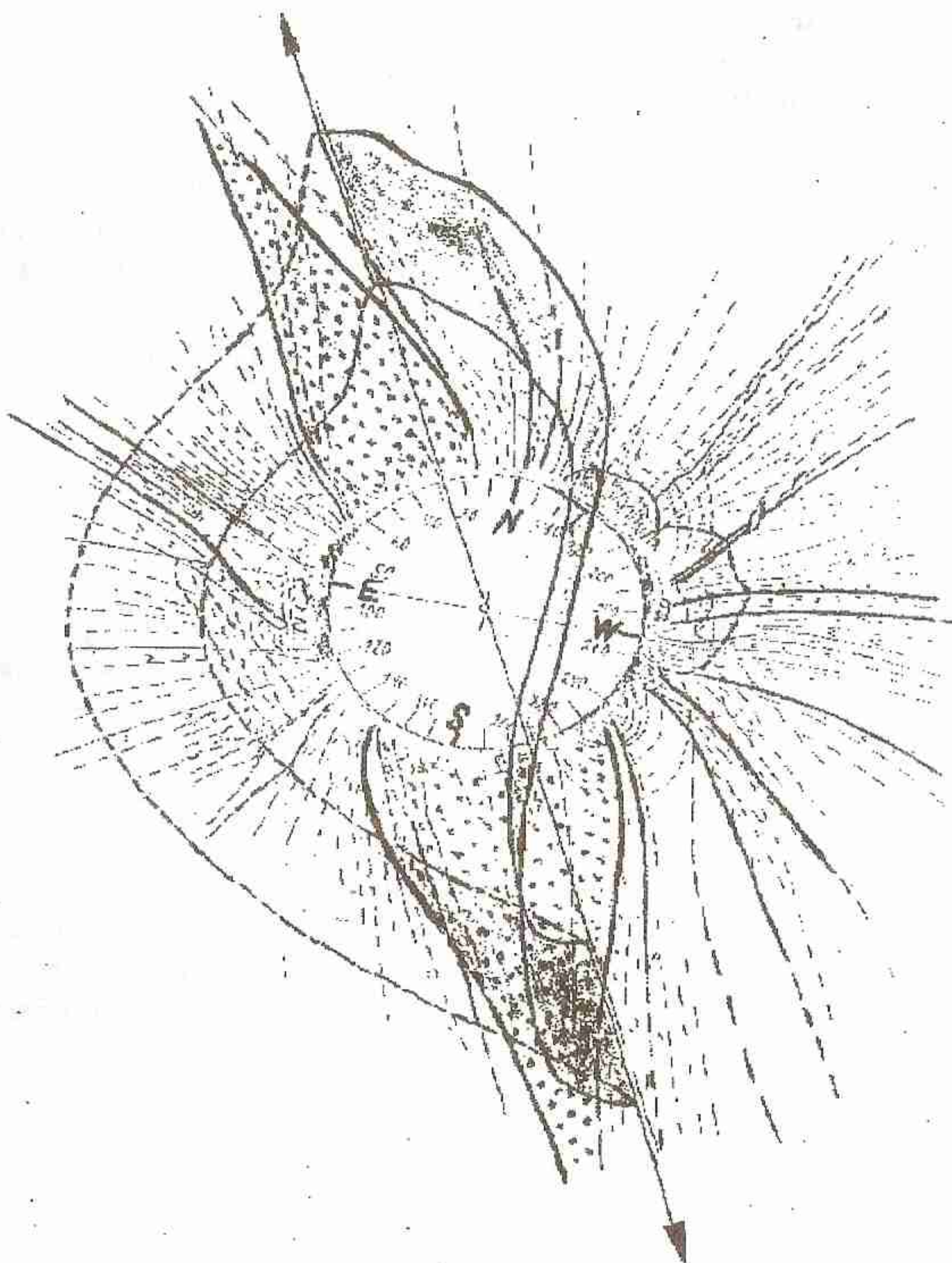


Рис. 5.7. Зіставлення розрахованого положення міжпланетного нейтрального шару зі структурою сонячної корони 11.07.1991 р. [8].

глобальне дипольне поле Сонця, створює спостережувану магнітну структуру в геліосфері, а перехід через МПСШ обумовлює зміну напрямку магнітної індукції на протилежний (секторна границя).

Товщину МПСШ можна оцінити, знаючи час, необхідний для його перетину космічним апаратом і відносну швидкість руху апарату. Іншими словами, треба знати відносну швидкість руху секторної границі повз датчик магнітного поля і час, протягом якого поле змінює знак на протилежний (τ). Оскільки секторні границі рухаються разом із сонячним вітром, то, нехтуючи значно меншою швидкістю космічного апарату, відносну швидкість перетину границі можна прийняти рівною швидкості сонячного вітру (візьмемо $V \approx 500$ км/с). Більшість спостережень дають $\tau \sim 1$ хв. Іноді, особливо поблизу епохи мінімуму сонячної активності, реєструються більш “затяжні” проходження границі, коли τ може досягнути ~ 1 год. Такі випадки природно зв'язати з малим нахилом МПСШ до площини орбіти космічного апарату (“косе проходження”). Приймаючи $\tau \sim 10^2 - 10^3$ с, одержуємо для товщини МПСШ

$$d \approx V \cdot \tau \approx 10^4 - 10^6 \text{ км.}$$

Звичайно вважається $d \leq 10^5$ км.

Оцінимо густину струму в МПСШ. У наближенні плоского шару і однорідного розподілу струму в його перерізі, одержуємо:

$$i = \frac{2B}{\mu_0 d} \sim 10^{-10} \text{ А/м}^2,$$

де взято індукцію поля, що примикає до МПСШ, $B \approx 6 \cdot 10^{-9}$ Тл, ширину шару $d \approx 10^8$ м і $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Так як $i \perp B$, то струм має радіальну і азимутальну компоненти в силу спіральності міжпланетного магнітного поля.

6. Геліоширотна зміна швидкості сонячного вітру. Дані прямих вимірювань, поки нечисленні, відносяться здебільшого до найнижчих геліоширот і значною мірою суперечливі. Деякі приклади:

Вимірювання на Марінер-5 (політ до Венери, 1967 р.) дали $dV/d\varphi \sim 13$ км/с-град. За вимірами на Піонер-10 одержано $dV/d\varphi \sim 11$ км/с-град. Ці значення геліоширотного градієнта середньої швидкості вважаються занадто великими.

Дійсно, спостереження відхилень плазмових хвостів комет від продовженого радіус-вектора (600 спостережень за 75 років) дали осереднений широтний градієнт швидкості сонячного вітру не більше 1 км/с·град.

Спостереження мерехтінь космічних радіоджерел на неоднорідностях міжпланетної плазми дозволяють визначити швидкість сонячного вітру на різних геліографічних широтах. На початку 70-х рр. були опубліковані дані таких спостережень, які давали $dV/d\varphi \sim 2$ км/с·град.

Вивчення міжпланетних мерехтінь в XII 1975-VII 1976 рр. показали, що середня швидкість сонячного вітру збільшується з ростом геліошироти до $\varphi \sim 35^\circ$, а на більш високих широтах залишається сталою. За розподілом корональної яскравості було визначено положення нейтрального шару. Оскільки період спостережень припав на епоху мінімальної сонячної активності, то поверхня міжпланетного нейтрального шару мало відхилялася від площини сонячного екватора. Знайдено залежність середньої швидкості сонячного вітру від кутової відстані (λ) до нейтрального шару, яка досить добре апроксимується емпіричною формулою:

$$\begin{aligned} V &= (350 + 800 \sin^2 \lambda) \text{ км/с} && \text{при } |\lambda| \leq 35^\circ \\ V &= 600 \text{ км/с} && \text{при } |\lambda| > 35^\circ \end{aligned}$$

Отже, можна було констатувати, що основною особливістю розширення сонячного вітру є зростання його середньої швидкості зі збільшенням геліошироти, а швидше всього зі зростанням кутової відстані від МПСШ. Варіації цієї залежності, можливо, пов'язані з рівнем сонячної активності, положенням МПСШ, структурою високошвидкісних потоків та інше.

Більш детальні дані одержані недавно із спостережень на космічному апараті Ulysses, який після проходження у лютому 1992 р. поблизу Юпітера вийшов на полярну орбіту навколо Сонця. На рис.5.8 наведено одержану на цьому КА геліоширотну залежність швидкості сонячного вітру. Поблизу площини екліптики (південна геліографічна широта апарата $\sim 13^\circ$) на відстані Юпітера реєструється V_{sw} , що дещо змінюється близько середнього значення ~ 450 км/с. На більших геліоширотах, починаючи з серпня 1992 р., спостерігаються періодичні збільшення V_{sw} до значень ~ 800 км/с і навіть до ~ 900 км/с. Період цих варіацій збігається з періодом обертання Сон-

ця. Починаючи з липня 1993 р., коли південна геліоширота Ulysses стала $> 35^\circ$, реєструється тільки швидкий вітер на рівні ~ 800 км/с. Магнітні виміри показали, що на цих широтах почала реєструватися односекторна структура поля (+ сектор). Вважається, що в період спостережень у смузі низьких широт на Сонці переважали джерела повільного сонячного вітру; швидкий вітер походить із приполярних регіонів Сонця. При русі апарату у область більш високих широт він на деякий час (VIII 1992 - VII 1993) попадає в зону альтернативних змін високошвидкісного та повільного сонячного вітру, обумовлених обертанням Сонця навколо власної осі.

У листопаді 1992 р. (рис.5.8) спостерігався короткочасний сплеск V_{sw} до значення майже 1000 км/с. Він пов'язується з проходженням

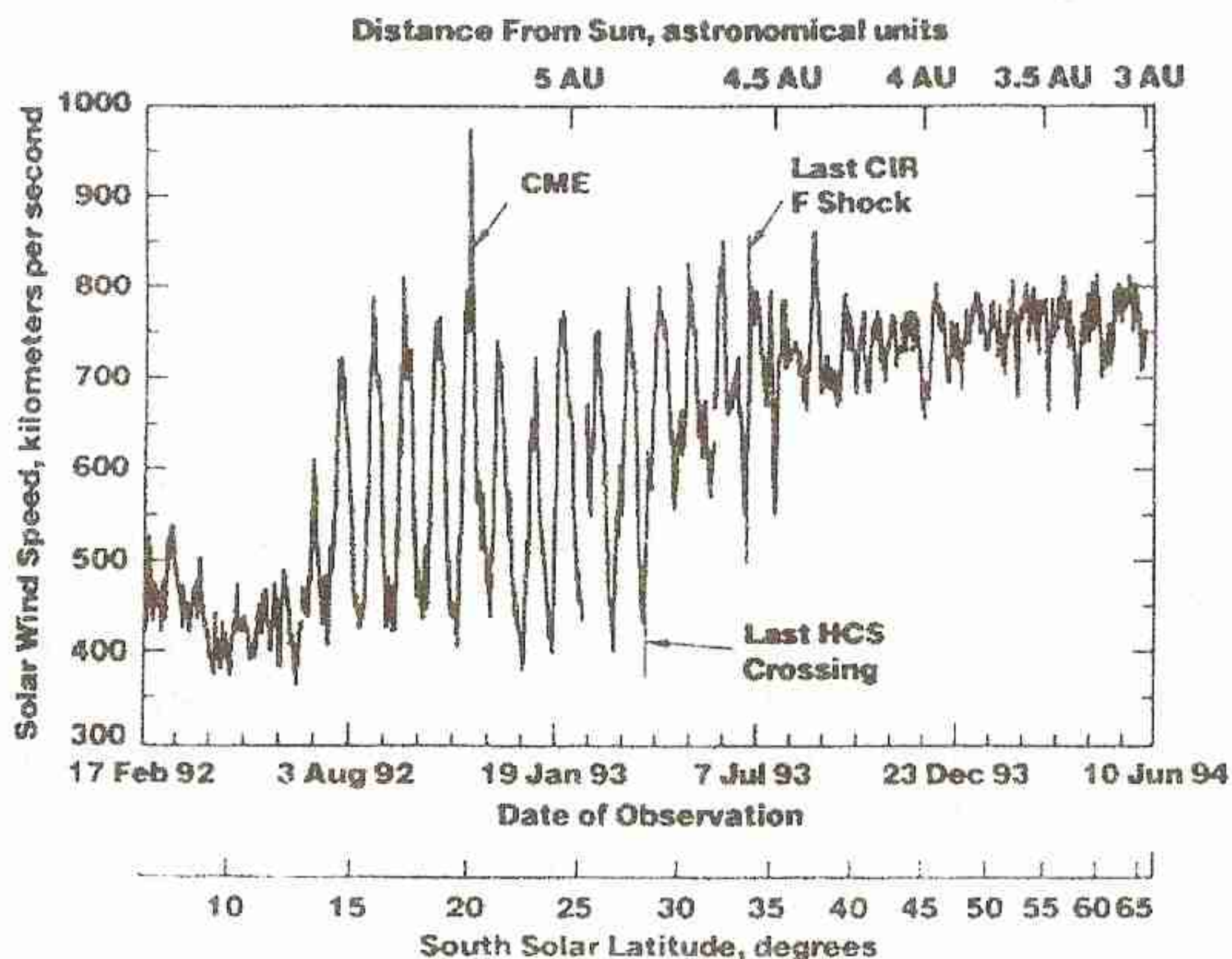


Рис. 5.8. Зміни швидкості сонячного вітру за спостереженнями космічного апарату Ulysses. Просторово-часові дані про КА подані на горизонтальних осях. [9].

через датчики Ulysses коронального викиду маси (CME – coronal mass ejection). В областях взаємодії швидких та повільних потоків сонячного вітру (CIR - corotating interaction region) виникають ударні хвилі, що рухаються від Сонця і дають відповідні піки на рис.5.8. На границях магнітних секторів (перетин геліосферного струмового шару – HCS crossing) зареєстрована найменша швидкість сонячного вітру.

6. ГЕЛІОПАУЗА

1. Відстань до геліопаузи. Оцінимо відстань r_S до геліопаузи виходячи з умови балансу на ній внутрішнього тиску сонячного вітру P_{SW} і зовнішнього тиску міжзоряного середовища P_{IS} :

$$P_{SW} = P_{IS}. \quad (6.1)$$

Задачу будемо розв'язувати наближено до сферично-симетричного розширення сонячного вітру зі сталою радіальною швидкістю на $r > r_{\oplus}$. Тоді з рівняння нерозривності потоку маємо (див. (2.15)):

$$n_{SW} \sim r^{-2}, \quad (6.2)$$

а з умови вмороженості геліосферного магнітного поля в плазму сонячного вітру одержуємо

$$B_{SW}(r) \sim r^{-2}. \quad (6.3)$$

Тиск сонячного вітру на геліопаузі включає в себе три основні компоненти:

$$P_{SW} = P_{SW,D} + P_{SW,T} + P_{SW,B}, \quad (6.4)$$

де динамічний тиск

$$P_{SW,D} \approx n_{SW}(r_S) m_p V_{SW}^2, \quad (6.5)$$

тепловий тиск

$$P_{SW,T} \approx n_{SW}(r_S) k T_{SW}(r_S), \quad (6.6)$$

магнітний тиск

$$P_{SW,B} \approx B_{SW}^2(r_S)/(8\pi). \quad (6.7)$$

Користуючись даними табл.3.1 легко показати, що на орбіті Землі ($r = r_{\oplus} = 1 a.o.$)

$$P_{SW,D} \gg P_{SW,T} \quad \text{і} \quad P_{SW,D} \gg P_{SW,B}. \quad (6.8)$$

Враховуючи (6.2) та (6.3), а також зменшення T_{SW} з геліоцентричною відстанню (див. лекцію 4), неважко показати з порівняння (6.5, 6.6 та 6.7), що нерівності (6.8) зберуться і при $r \rightarrow r_s$. Отже, в (6.4) можна знехтувати тепловим і магнітним тиском, порівняно з динамічним, і для приблизного підрахунку взяти:

$$P_{SW} \approx P_{SW,D} \approx n_{SW}(r_s) m_p V_{SW}^2. \quad (6.9)$$

Зовнішній тиск на геліопаузу з боку міжзоряного середовища можна записати

$$P_{IS} = P_{IS,D} + P_{IS,T} + P_{IS,B} + P_{IS,C}. \quad (6.10)$$

Тут динамічний тиск міжзоряного середовища на геліопаузу

$$P_{IS,D} \approx n_{IS} m_p V_{IS,n}^2, \quad (6.11)$$

де n_{IS} - концентрація міжзоряних атомів в околицях Сонця (вважаємо, що це водневі атоми), $V_{IS,n}$ - нормальна до поверхні геліопаузи компонента направленої відносної швидкості міжзоряних атомів, пов'язаної з рухом Сонця через міжзоряне середовище, або міжзоряним вітром в околицях Сонячної системи. Звичайно розподіл динамічного тиску по поверхні геліопаузи нерівномірний. Використаємо спрощену модель, у якій відносна швидкість міжзоряного газу в околицях Сонця виникає за рахунок руху самого Сонця через міжзоряний газ з швидкістю ~ 20 км/с. Тоді максимального динамічного тиску буде зазнавати область геліопаузи, що лежить у напрямку апексу Сонця. Приймаючи $n_{IS} \sim 0,6$ см⁻³ і $V_{IS} \sim 20$ км/с, із (6.11) легко оцінити це максимальне значення динамічного тиску в "лобовій точці" геліопаузи:

$$P_{IS,D} \approx 4 \cdot 10^{-12} \text{ дин/см}^2.$$

Газовий (тепловий) тиск міжзоряного середовища на геліосферу

$$P_{IS,T} \approx n_{IS} k T_{IS}, \quad (6.12)$$

і з $T_{IS} \sim 10^2$ К досягає $P_{IS,T} \approx 10^{-14}$ дин/см².

Магнітний тиск міжзоряного середовища на геліосферу

$$P_{IS,B} \approx B_{IS}^2 / (8\pi), \quad (6.13)$$

де B_{IS} - напруженість міжзоряного магнітного поля в околицях Сонця. Прийmemo $B_{IS} \approx 7 \cdot 10^{-6}$ Гс. Тоді $P_{IS,B} \approx 2 \cdot 10^{-12}$ дин/см². Для тиску

космічних променів звичайно приймають оцінку $P_{IS,C} \approx 10^{-12}$ дин/см².
Можливо, ця складова є основною в (6.10).

Беручи до уваги попередні приблизні підрахунки, приймемо
 $P_{IS} = 2 \cdot 10^{-12}$ дин/см².

Із (6.2) маємо

$$r_S^2 = \frac{n_{SW}(r_{\oplus})}{n_{SW}(r_S)} \cdot r_{\oplus}^2, \quad (6.14)$$

а (6.1) разом із (6.9) дає

$$n_{SW}(r_S) = \frac{P_{IS}}{m_p V_{SW}^2}. \quad (6.15)$$

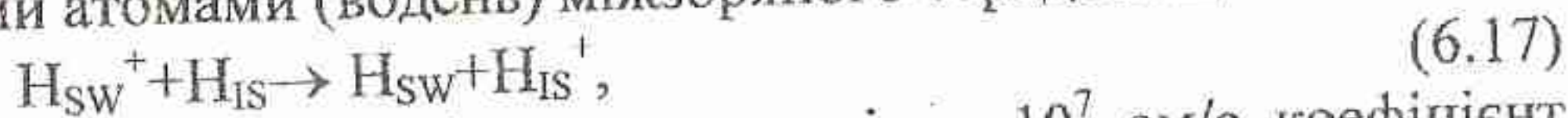
Підставимо (6.15) в (6.14):

$$r_S = \sqrt{\frac{m_p n_{SW}(r_{\oplus})}{P_{IS}}} \cdot V_{SW} r_{\oplus}. \quad (6.16)$$

Візьмемо для $r_{\oplus} = 1$ а.о. згідно з табл.3.1: $n_{SW}(r_{\oplus}) = 8$ см⁻³, $V_{SW} = 450$ км/с, а $P_{IS} = 2 \cdot 10^{-12}$ дин/см². Тоді формула (6.16) дає $r_S \approx 120$ а.о. Вважається, що значення $r_S \approx 100$ а.о. досить добре характеризує реальну відстань до геліопаузи.

2. Деякі явища в області геліопаузи. На геліопаузі відбувається перехід від режиму надзвукового розширення сонячного вітру до дозвукових швидкостей. Виникає ударна хвиля, аналогічна тій що, виникає при взаємодії сонячного вітру з земною магнітосферою. Маломасштабні збурення таких ударних фронтів можуть призводити до прискорення електронів та протонів до енергії $\sim 10^6$ еВ. Розрахунки показують, що електрони таких енергій здатні проникати від геліопаузи глибоко в геліосферу, аж до орбіти Землі. Можливо частина потоку електронів із енергіями $10^6 - 10^7$ еВ, що був зареєстрований на IMP-1 (1964р.), мала таке походження.

Було звернено увагу також на те, що на геліопаузі може відбуватись обмін зарядами між іонами сонячного вітру (протонами) та нейтральними атомами (водень) міжзоряного середовища:



При відносній швидкості руху реагентів $\sim 10^7$ см/с коефіцієнт швидкості реакції (6.17) дорівнює $\alpha \approx 10^{-7}$ см³/с.

Якщо взяти міжзоряну концентрацію атомів водню $[H_{is}] \sim 1 \text{ см}^{-3}$, а їх швидкість (міжзоряний вітер) $V_{is} \sim 10 \text{ км/с}$, то густина потоку цих атомів через геліопаузу досягатиме $[H_{is}] V_{is} \sim 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Густина потоку сонячного вітру на орбіті Землі згідно з табл.3.3 за порядком величини дорівнює $\sim 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. У наближенні сферично-симетричного розширення сонячного вітру зі сталою швидкістю (див. (6.2)) на відстані $r_s \approx 100 \text{ а.о.}$ цей потік зменшиться до $\sim 10^4 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, що на два порядки величини менше зворотного потоку міжзоряних атомів водню. Концентрація протонів сонячного вітру на $r_s \approx 100 \text{ а.о.}$, виходячи з тих же міркувань $[H_{sw}^+] \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$.

Кількість актів (6.17) за одиницю часу в одиниці об'єму поблизу геліопаузи

$$q \sim \alpha [H_{sw}^+] [H_{is}] \sim 10^{-10} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1},$$

або $\sim 10^5 \text{ км}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Утворений у процесі перезарядки (6.17) нейтральний атом H_{sw} зберігає високу швидкість протона H_{sw}^+ . Ударний фронт на геліопаузі, зрозуміло, носить безколізійний характер (див. далі). Стрибок параметрів на фронті виникає за рахунок магнітного бар'єру та явищ плазмової турбулентності. Такі фронти сильно збурюють рух заряджених частинок і є прозорі для нейтралів. Направлений потік протонів сонячного вітру після проходження ударного фронту значною мірою хаотизується, деякі протони сонячного вітру не втрачаючи швидкості, можуть змінити напрям руху на протилежний. Коли в цей момент відбувається обмін зарядом (6.17), то високошвидкісний атом водню H_{sw} , який виникає в цій реакції, продовжує рухатись вглиб геліосфери, пройшовши ударний фронт без перешкод. На його рух не впливають геліосферні магнітні поля поки він залишається нейтральним, а зіткненнями можна знехтувати, принаймні в більш віддалених шарах геліосфери. Наприклад, час життя такого нейтрального атома водню відносно реакції (6.17), тобто зворотної перезарядки з протоном сонячного вітру, дорівнює

$$\tau \sim \frac{1}{\alpha [H_{sw}^+]},$$

що для самих зовнішніх областей геліосфери ($r \sim 100 \text{ а.о.}$) дає $\tau \sim 10^{10} \text{ с}$, а для $r \sim 10 \text{ а.о.}$ $\tau \sim 10^8 \text{ с}$. За 10^8 с нейтральний атом водню рухаю-

чись, скажімо, зі швидкістю $\sim 10^2$ км/с, пройде шлях $\sim 10^2$ а.о., тобто, відстань того ж порядку величини, що і розміри самої геліосфери.

Отже, у результаті процесів перезарядки протонів сонячного вітру з атомами водню міжзоряного середовища, що проходять на геліопаузі, геліосфера може наповнюватися високошвидкісними нейтральними атомами водню.

Міжзоряні атоми водню можуть проникати в геліосферу і без участі в процесі перезарядки, проте, швидкість такого вторгнення невелика.

Одержати спостережні відомості про розподіл нейтрального водню в геліосфері можна вимірявши розподіл фоновієї емісії неба в резонансній лінії L_{α} , що виникає у результаті розсіювання сонячного випромінювання водневими атомами.

7. СОНЯЧНЕ ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ В ГЕЛІОСФЕРІ

1. Загальна характеристика поля сонячного випромінювання в геліосфері. Сонячне електромагнітне випромінювання пронизує всю товщу геліосфери, а отже є важливим фактором її динаміки, структури, енергетики. У процесах фотоіонізації, фотодисоціації, фотозбудження, нагрівання, світлового тиску, фотоефекту значна частина сонячної енергії через випромінювання передається в геліосферу. Особливо інтенсивно такі процеси проходять на поверхні і в атмосферах планетних тіл, метеоритів, комет.

Максимум енергії в спектрі Сонця лежить у видимій області, що визначається інтервалом довжин хвиль 300-750 нм. У цьому інтервалі випромінюється приблизно 92% повної променевої енергії Сонця (рис.7.1). Часові варіації потоку в цьому діапазоні дуже малі (принаймні $< 1\%$).

Зі зменшенням довжини хвилі, тобто при переході послідовно в ультрафіолетовий, рентгенівський і гамма діапазони круто спадає спектральна інтенсивність і зростає амплітуда часових варіацій. Наприклад на $\lambda=175$ нм протягом 11-літнього циклу сонячної активності вже реєструються зміни потоку приблизно у два рази.

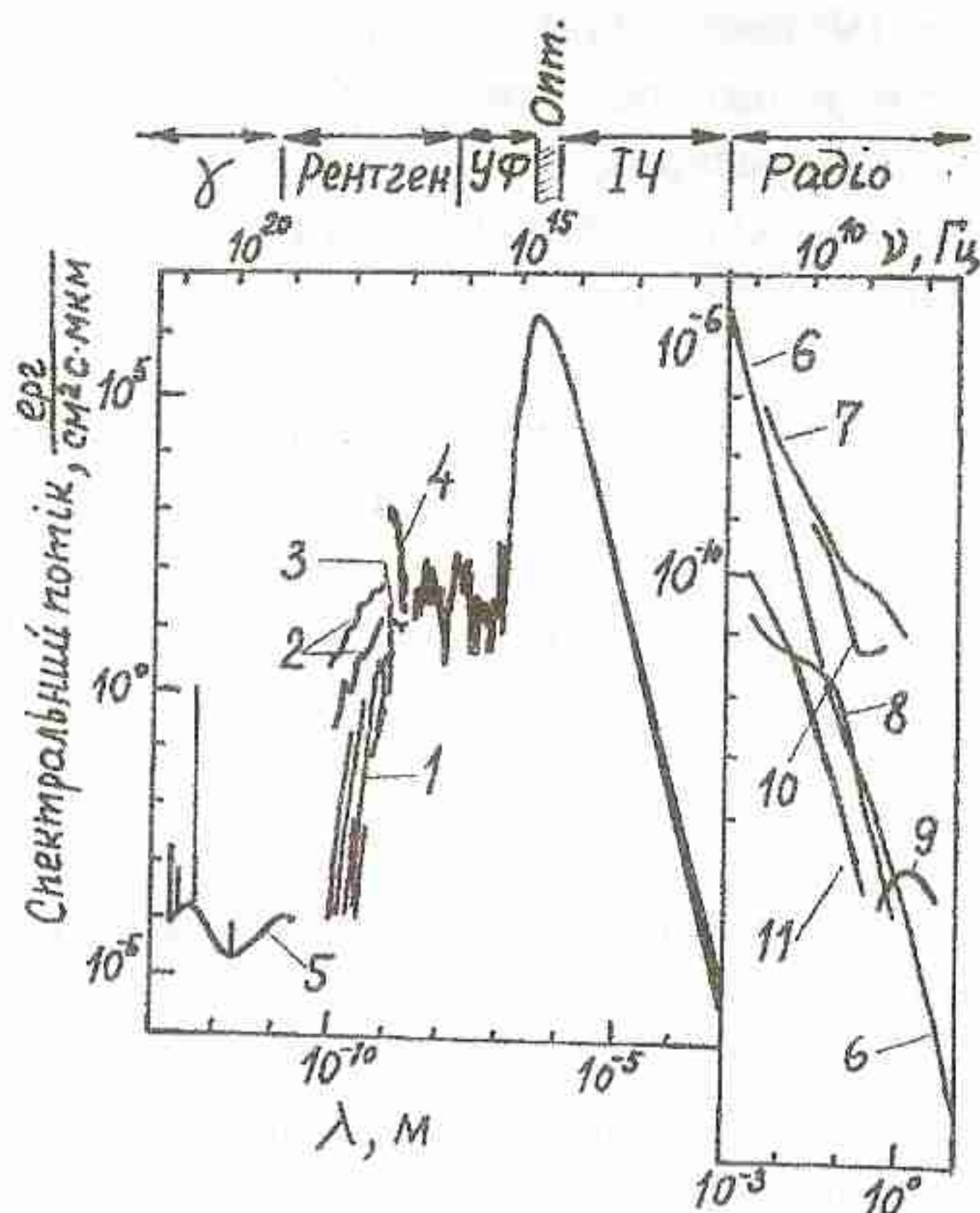


Рис. 7.1. Сонячний спектр: 1 - спалахи відсутні; 2 - спалахи балу 1В; 3 - після спалаху; 4 - спалах балу 2В; 5 - потужний спалах 3В 4 серпня 1972 р. (нетепловий спектр); 6 - спокійне Сонце; 7 - потужні радіосплески (нетепловий спектр); 8 - S-компонента, пов'язана з активною областю на Сонці (тепловий спектр); 9 - сильна буря (нетепловий спектр); 10 - потужний спалах на Сонці балу 3В 4 серпня 1972 р. (нетепловий спектр); 11 - повільний радіосплеск (тепловий спектр). [10].

В ультрафіолетову область сонячного спектру потрапляє яскрава лінія випромінювання водню L_{α} (121,6 нм). Тут слід нагадати, що якщо у видимій області сонячний спектр являє собою континуум з лініями поглинання (фраунгоферовими лініями), то на $\lambda < 210$ нм з'являються емісійні лінії, а на $\lambda < 150$ нм фраунгоферові лінії взагалі зникають і залишається неперервна компонента з емісійними лініями. Отже, виходячи з даних американського штучного супутника Землі OSO-5 за 1969-1972 рр., залежність потоку в

L_{α} від рівня сонячної активності можна подати такою емпіричною формулою:

$$E_{L_{\alpha}} = (1.06 \cdot 10^{-2} \bar{F}_{10.7} + 2.44) \cdot 10^{-3} \text{ Вт/м}^2, \quad (7.1)$$

де за міру сонячної активності $\bar{F}_{10.7}$ взято середньорічне значення радіопотоку від Сонця на хвилі $\lambda=10,7$ см в одиницях 10^{-22} Вт/м² Гц. Від мінімуму до максимуму сонячної активності $F_{10.7}$ зростає у ме-

жах $60 \div 250$. Відповідно до цього $E_{L_{\alpha}}$ в 11-річному циклі може змінюватись у межах $(3.1 \div 5.1) \cdot 10^{-3}$ Вт/м². Під час сонячних спалахів спостерігається збільшення потоку в L_{α} до $\approx 20\%$.

В області крайнього ультрафіолету ($120 \div 10$ нм) потік протягом 11-річного циклу змінюється більше, ніж на 100%. Спостерігаються варіації, обумовлені появою на видимій півкулі Сонця довгоживучих активних областей.

У м'якому рентгені ($100 \div 1 \text{ \AA}$) змінність спектру Сонця ще більше зростає. Варіації пов'язані як із загальним рівнем сонячної активності, так і з окремими її потужними проявами, такими як спалахи. Так, у діа-

пазоні $\lambda > 10 \text{ \AA}$ потік може змінюватись в 11-річному циклі в ≈ 10 разів, а спалах помірної потужності (2 бали) обумовлює його короткочас-

не збільшення на два порядки величини. На $\lambda < 10 \text{ \AA}$ (частіше умовно беруть інтервал $\lambda\lambda$ ($1 \div 8$) А) відповідно даним, одержаним на супутниках Землі серії Солрад (США), чітко виділяється 11-літня циклічність, іноді проявляється ще і 27-добова рекурентність потоку, пов'язана з проходженнями по сонячному диску стійких активних областей у про-

цесі сонячного обертання. Середній потік у смузі $1 \div 8 \text{ \AA}$ під час максимуму сонячної активності 1969-1970 рр. складав $\sim 10^{-3}$ ерг/см²с. Потоки для сонячного мінімуму принаймні в 500 разів менші і не перевищують 10^{-5} ерг/см²с. Ці оцінки відносяться до періодів, коли сонячні

спалахи відсутні. Під час спалахів потік у $\lambda\lambda$ ($1 \div 8$) А може зрости до величин $> 10^{-1}$ ерг/см²с.

Жорстке рентгенівське випромінювання Сонця виникає, як правило, під час сонячних спалахів у вигляді короткочасних імпульсних сплесків. Тривалість їх від декількох десятків секунд до декількох десятків хвилин. Максимальний потік енергії фотонів із енергіями > 10 кеВ в околицях Землі під час таких сплесків досягає $10^{-6} \div 10^{-5}$ ерг/см²с.

Гамма-випромінювання Сонця можна зареєструвати на орбіті Землі лише під час найпотужніших сонячних спалахів. Вперше воно

спостерігалось на супутнику OSO-7 під час великих спалахів на Сонці 4 та 7 серпня 1972 р. (див. рис.7.1).

У близькій ($0,75 \div 10$) мкм і далекій ($10 \div 1000$) мкм інфрачервоних областях зміни сонячного спектру незначні (в межах $\pm 1\%$), і експериментальні труднощі не дозволяють їх надійно виявити (див. рис.7.1). Інтегральний спектральний потік в області $10 \div 1000$ мкм на $r = 1$ а.о. складає $0,80 \text{ Вт/м}^2$, тобто близько $0,06\%$ повного сонячного потоку. В цьому ж інтервалі довжин хвиль спектральний потік на $r = 1$ а.о. добре подається формулою:

$$E_{\lambda} = 10^4 / (4\lambda^4),$$

де E_{λ} в $\text{Вт/м}^2\text{мкм}$, а довжина хвилі λ в мкм.

У радіоспектрі Сонця ($\lambda > 1\text{мм}$) виділяють три компоненти: радіовипромінювання спокійного Сонця; повільно змінний S-компонент; радіосплески. Випромінювання спокійного Сонця є повним випромінюванням незбуреної сонячної атмосфери. Джерела S-компонента пов'язані з активними областями корони над групами сонячних плям (активними областями). Як і потік спокійного Сонця, S-компонент має теплову природу (вільно-вільні переходи). Питома радіояскравість визначається формулою Релея – Джинса:

$$B_{\lambda} = \frac{2kT}{\lambda^2} [\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср})].$$

Варіації S-компоненти добре корелюють із відносним числом сонячних плям, проте його інтенсивність здебільшого не перевищує потік радіовипромінювання спокійного Сонця.

Сонячні радіосплески – найбільш нестаціонарний компонент радіовипромінювання Сонця. Частота їх появи залежить від рівня сонячної активності, спектральний потік змінюється в широких межах – від невеликих спорадичних підвищень над рівнем випромінювання спокійного Сонця до потужних подій, в яких спектральний потік може на кілька порядків величини бути більшим потоку спокійного Сонця. (рис.7.1). Випромінювання радіосплесків звичайно поширюється на весь радіодіапазон, спектр нетепловий (за виключенням повільних сплесків у сантиметровому діапазоні). Тривалість сплесків змінюється від величин < 1 сек. до кількох діб (радіобуря). Джерела радіосплесків звичайно пов'язані з потужними проявами нестаціона-

рності (активності) у сонячній атмосфері. Механізми випромінювання: генерація радіоспектру в процесах плазмової нестійкості, синхротронне випромінювання релятивістських електронів у магнітному полі і, в меншій мірі, теплове випромінювання.

2. Сонячна стала. Повний потік енергії сонячного випромінювання, що приходить на одиницю площі на відстані $r = 1 \text{ а.о.}$ (орбіта Землі), називається сонячною сталою:

$$S = \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda, \quad (7.2)$$

де E_{λ} — питома спектральна освітленість у сонячному спектрі, виражена в енергетичних одиницях.

Термін "сонячна стала" не зовсім точний. Величина S , мабуть, може змінюватись у межах декількох десятих долей процента і тому не є сталою в повному розумінні цього слова. Проте, навіть такі словосполучення як, наприклад, "зміни з часом сонячної сталої" не викликають почуття логічної недоречності. Будемо і ми користуватися такою термінологією, хоч і зрозуміло, що терміни "повна світимість Сонця", "повна освітленість на орбіті Землі" є більш адекватними.

Знання точного значення сонячної сталої S важливе для багатьох галузей сучасної науки і практики, таких як: загальна кліматологія, метеорологія, гідробаланс, агрономія, фізика планетних атмосфер, атмосфери та хвосты комет, внутрішня будова та еволюція Сонця, нагрівання космічних станцій тощо. Актуальною є проблема змін сонячної сталої у зв'язку зі змінами сонячної активності, можливого існування її вікового тренду.

Виміри S мають багату історію. Фреліх, виконавши аналіз вимірювань із висотних літаків, аеростатів та космічних платформ за 1966-1975 рр., дає середнє значення:

$$S = 1373 \pm 20 \text{ Вт/м}^2,$$

і вказує на можливий спадаючий тренд за період 1966-1970 рр. Подальші спостереження, головним чином космічні, дозволили вважати найбільш обґрунтованою таку величину:

$$S = 1370 \text{ Вт/м}^2 (\pm 8 \text{ Вт/м}^2).$$

Численні пошуки змін S із часом здебільшого не давали впевнених результатів у міру малості цих змін порівняно з похибками вимірювань.

Тому ми обмежимося лише демонстрацією деяких результатів спостережень на американському супутнику SMM (1980-1984 рр.), які відзначаються найвищою внутрішньою точністю $\Delta S = \pm 0,07 \text{ Вт/м}^2$.

На рис.7.2 подано зміни S , одержані на SMM в 1980 р. шляхом радіометричних вимірювань. Максимальне відхилення від середнього значення в квітні 1980 р. досягає всього 0,15%. До речі, аналіз цих матеріалів показав, що існує розумна модель, у якій рельєф кривої на рис.7.2 можна майже повністю обґрунтувати появою і розвитком на видимій півкулі Сонця груп плям (зменшують потік) та факельних областей (збільшують потік). Так як і плями, і факели є проявами сонячної активності, то коректно при такому підході чекати загальної залежності сонячної сталої від активності Сонця.

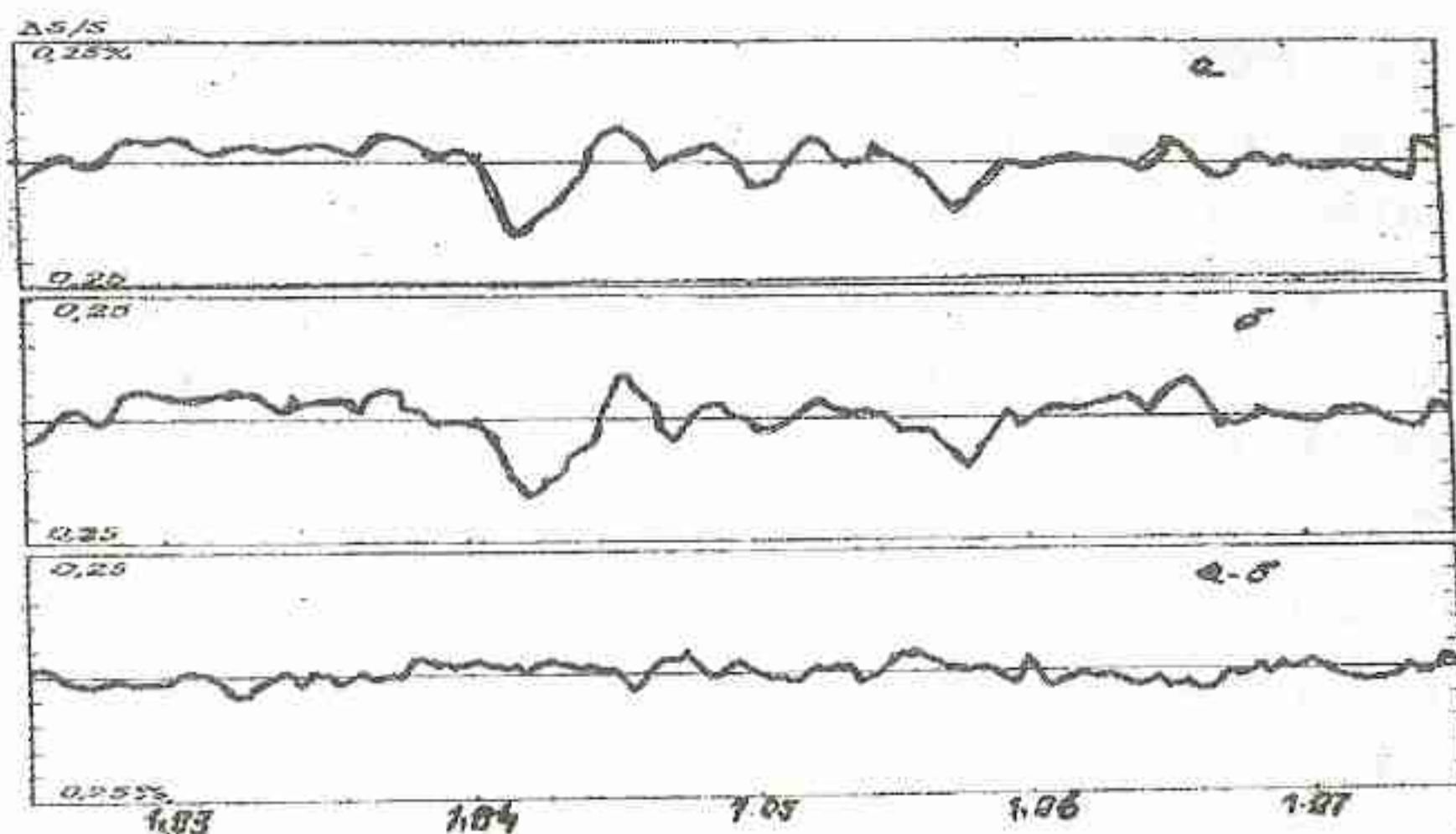


Рис. 7.2. Відносна зміна сонячного потоку в березні – липні 1980 року: *a* - за даними супутника SMM [11]; *б* - моделювання з урахуванням впливу плям та факелів [12]; *а - б* різниця спостережних та модельних значень потоку.

На рис.7.3 за спостереженнями на SMM в 1980-1984 рр. чітко виявляється спадаючий тренд сонячної сталої (річна регресія 0,019%). Проте, не зрозуміло, чи відбиває цей спад вікову варіацію, чи він пов'язаний із відповідним періодом спадаючої сонячної активності.

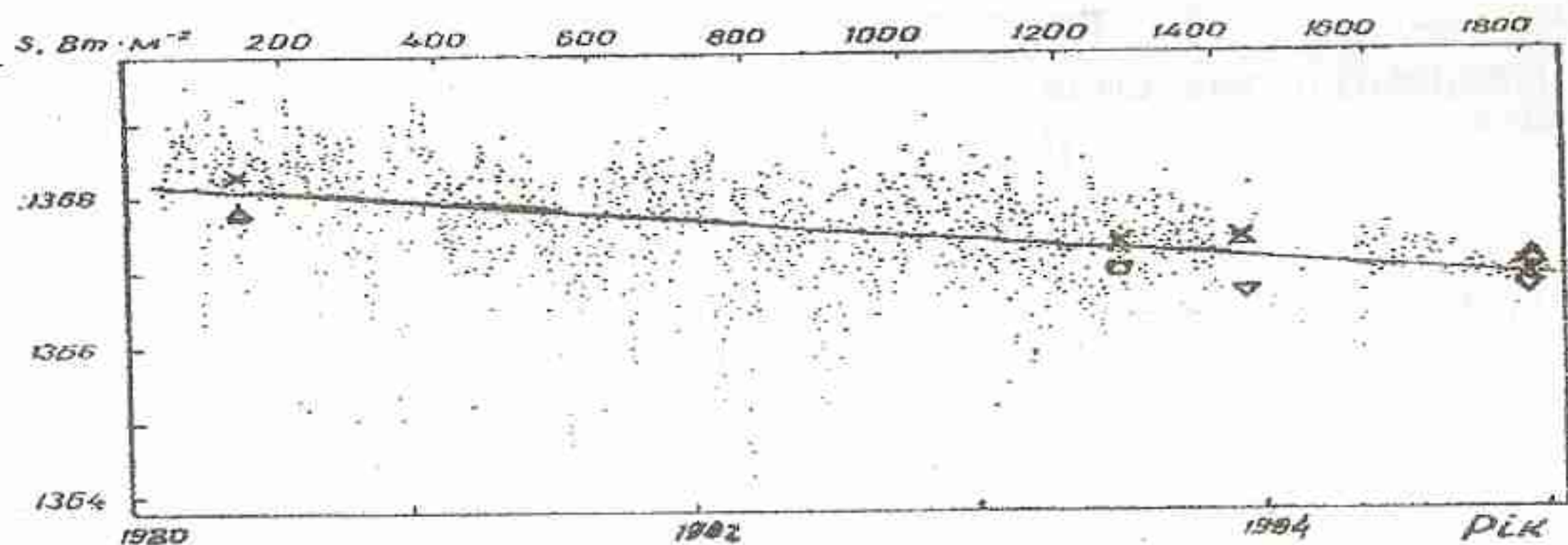


Рис. 7.3. Зміна сонячного потоку за радіометричними спостереженнями на космічному апараті SMM [13].

8. УДАРНІ ХВИЛІ В ГЕЛІОСФЕРІ (1)

1. Ударні хвилі. Тонка перехідна область, що розповсюджується у середовищі з надзвуковою швидкістю і в якій відбувається різке збільшення густини, тиску та швидкості речовини, називається ударною хвилею. Ударні хвилі виникають при вибухах, надзвукових рухах тіл, потужних електричних розрядах тощо. Товщина перехідної області в ударній хвилі (стрибок, ударний фронт) по порядку величини дорівнює вільному пробігу частинок середовища (газу).

Значення параметрів газу з різних боків від стрибка зв'язані співвідношеннями:

1) збереження маси

$$\rho_0 v_0 = \rho_1 v_1; \quad (8.1)$$

2) збереження імпульсу

$$p_0 + \rho_0 v_0^2 = p_1 + \rho_1 v_1^2; \quad (8.2)$$

3) збереження енергії

$$\varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{v_0^2}{2} = \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2}, \quad (8.3)$$

де $p_0, \rho_0, v_0, \varepsilon_0$ — тиск, густина, швидкість речовини та її питома внутрішня енергія перед фронтом ударної хвилі; $p_1, \rho_1, v_1, \varepsilon_1$ — ті ж вели-

чини за фронтом ударної хвилі. Швидкості беруться в системі координат, що рухається разом із фронтом.

Введемо позначення

$$V = 1/\rho - \text{питомий об'єм}, \quad (8.4)$$

$$w = \varepsilon + p/\rho - \text{питома ентальпія} \quad (8.5)$$

Тоді (8.1 – 8.3) запишуться так

$$\frac{v_0}{V_0} = \frac{v_1}{V_1}, \quad (8.6)$$

$$p_0 + \frac{v_0^2}{V_0} = p_1 + \frac{v_1^2}{V_1}, \quad (8.7)$$

$$w_0 + \frac{v_0^2}{2} = w_1 + \frac{v_1^2}{2}. \quad (8.8)$$

Із (8.6) та (8.7) одержуємо

$$v_1^2 = \frac{p_0 - p_1}{V_1 - V_0} V_1^2, \quad (8.9)$$

а із (8.6) та (8.8)

$$v_1^2 = \frac{2(w_0 - w_1)}{V_1^2 - V_0^2} V_1^2. \quad (8.10)$$

Прирівняємо праві частини в (8.9) та (8.10):

$$w_1 - w_0 = \frac{1}{2}(p_1 - p_0)(V_1 + V_0). \quad (8.11)$$

Цей вираз називається рівнянням ударної адіабати. З урахуванням (8.5) його можна подати і в такій формі

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_0 = \frac{1}{2}(p_1 + p_0)(V_0 - V_1). \quad (8.12)$$

Для ідеального газу

$$p = \rho \frac{RT}{\mu}; \quad \varepsilon = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}; \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}; \quad (8.13)$$

і рівняння ударної адіабати набуде вигляду

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{(\gamma + 1)V_0 - (\gamma - 1)V_1}{(\gamma + 1)V_1 - (\gamma - 1)V_0}. \quad (8.14)$$

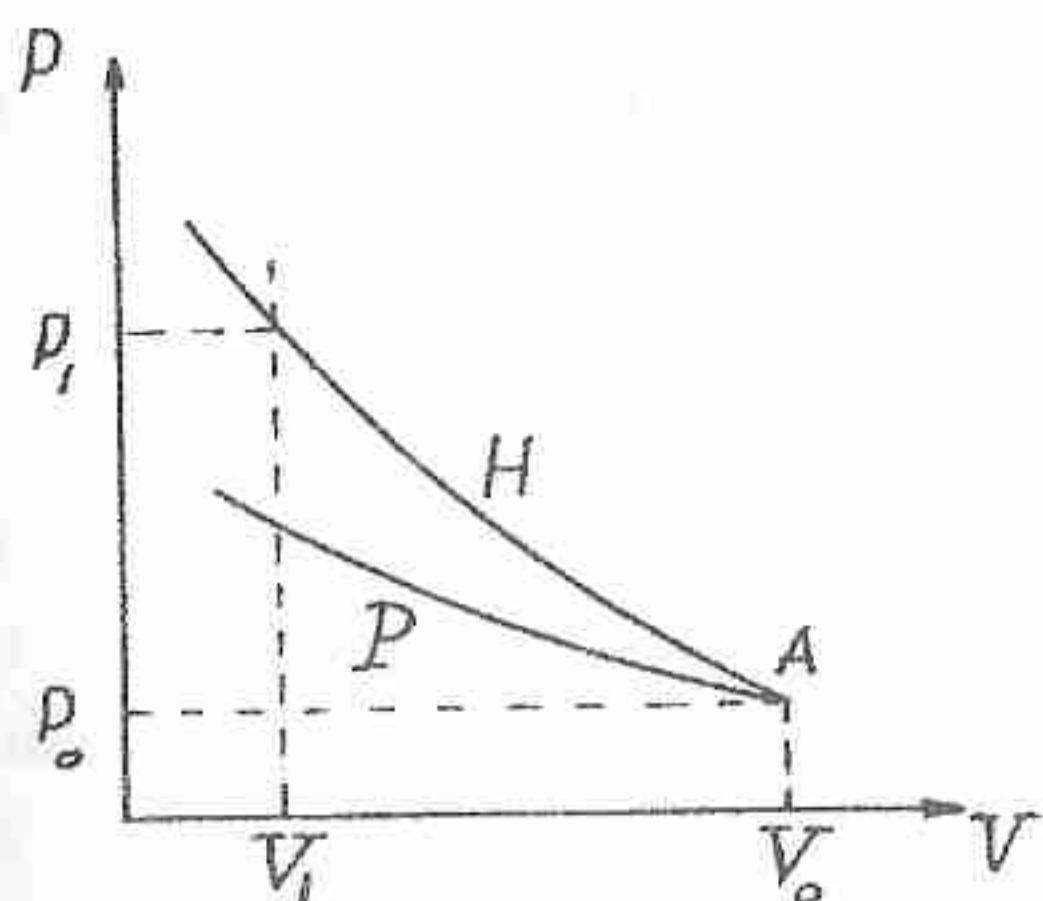


Рис. 8.1. Ударна адіабата Гюгонію (H) та адіабата Пуассона (P), що проходять через загальну точку A початкового стану.

незворотне нагрівання газу за рахунок переходу в теплову кінетичної енергії потоку, що набігає на фронт ударної хвилі.

Ударну адіабату Гюгонію (8.14) з урахуванням (8.4) можна подати так:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)p_1 / p_0 + (\gamma - 1)}{(\gamma - 1)p_1 / p_0 + (\gamma + 1)}. \quad (8.16)$$

Звідси для сильних ударних хвиль, коли $p_1 / p_0 \rightarrow \infty$, маємо

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}. \quad (8.17)$$

Для одноатомного газу $\gamma = 5/3$, і граничний максимальний стрибок густини на ударному фронті буде:

$$\left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)_{\max} = 4. \quad (8.18)$$

Зрозуміло, що швидкість втікання газу в область ударного фронту v_0 , як ми її вище визначили, з точністю до знака дорівнює швидкості самої хвилі в лабораторній системі відліку ($v_0 = -v_{XB}$; $v_0^2 = v_{XB}^2$). З (8.6) та (8.9) одержуємо:

$$v_{XB}^2 = v_0^2 = V_0 \frac{p_1 - p_0}{V_0 - V_1} = \frac{p_1 - p_0}{\rho_1 - \rho_0} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_0}. \quad (8.19)$$

Це рівняння дає так звану адіабату Гюгонію. Порівняємо її зі звичайною адіабатою Пуассона

$$\frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{V_0}{V_1} \right)^\gamma. \quad (8.15)$$

З рис.8.1 видно, що при ударному стисненні газу для деякої зміни V потрібно більшу зміну тиску p , ніж при звичайному адіабатичному стисненні. Фізично це пов'язано з тим, що при ударі відбувається додаткове

Для сильних ударних хвиль ($p_1 \gg p_0$) в ідеальному газі (див. (8.17)) це дає

$$V_{XB}^2 = \frac{1}{2}(\gamma + 1) \frac{p_1}{\rho_0}, \quad (8.20)$$

або

$$p_1 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 V_{XB}^2. \quad (8.21)$$

У системі координат, що рухається разом із ударною хвилею, з (8.6) одержуємо

$$v_1 = v_0 \frac{V_1}{V_0} = -v_{XB} \cdot \frac{\rho_0}{\rho_1}, \quad (8.22)$$

а для сильної хвилі (див. (8.17))

$$v_1 = -v_{XB} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}. \quad (8.23)$$

Знак мінус означає, що $\vec{v}_1$ має напрям, протилежний напрямку розповсюдження хвилі в лабораторній системі відліку $v_{XB} > 0$.

Швидкість руху газу за фронтом ударної хвилі (сильної) в лабораторній системі буде:

$$v'_1 = v_{XB} + v_1 = v_{XB} \left(1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) = \frac{2v_{XB}}{\gamma + 1}. \quad (8.24)$$

Введемо в (8.21) тиск згідно з рівнянням стану (див. (8.13)). Після простих перетворень і врахувавши (8.17) одержимо:

$$T_1 = \frac{2\mu v_{XB}^2}{R} \cdot \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)^2}. \quad (8.25)$$

Як видно, для сильної ударної хвилі величина параметрів за фронтом p_1, v_1, T_1 (див. (8.21; 8.23; 8.24; 8.25)) прямо зв'язані з швидкістю розповсюдження через газ. Ця залежність зберігається і для ударних хвиль помірної інтенсивності. Так, наприклад, для ідеального газу теорія дає загальні формули:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1},$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{[2\gamma M^2 - (\gamma - 1)](\gamma - 1)M^2 + 2}{(\gamma + 1)^2 M^2},$$

де $M = v_{XB} / v_s$, — число Маха.

2. Ударні хвилі без зіткнень (безколізійні). Цілком зрозуміло, що різкий ударний фронт (стрибок параметрів) у газі може виникнути лише в умовах, коли обмежена діяльність факторів, які його розмивають. Таким фактором є перенос енергійних частинок із області за фронтом ударної хвилі в область перед фронтом. Тому товщина фронту (Δ) звичайно має величину порядку довжини вільного пробігу частинок ($\Delta \sim l$). У розріджених газах товщина фронту ударних хвиль зростає в міру зростання l .

У плазмі можуть виникати ударні хвилі, для яких ($\Delta \ll l$), так звані ударні хвилі без зіткнень (безколізійні). Прикладом є ударні хвилі в середовищі сонячного вітру, які чітко реєструються космічними станціями і мають ширину стрибка параметрів на фронті $\Delta \sim 10^2$ км при довжині вільного пробігу $l \sim 10^8$ км (поблизу земної орбіти). Зрозуміло, що і в цьому випадку повинен існувати якийсь бар'єр проникненню частинок через область стрибка і його розпливання. Яка

природа цього бар'єра, якщо парні зіткнення частинок на масштабі Δ не можуть його поставити? Розглянемо декілька можливих реалізацій.

а) У площині фронту існує магнітне поле B (рис.8.2), таке що $B \perp n$, де n — вектор нормалі до поверхні фронту. Таке поле за рахунок дії сил Лоренца повертає заряджені частинки, що намагаються перетнути фронтальну зону (і розмити її). Глибина “ерозії” фронту при цьому буде порядку

гірорадіуса $r_B = mv_{\perp} / eB$. Такий же

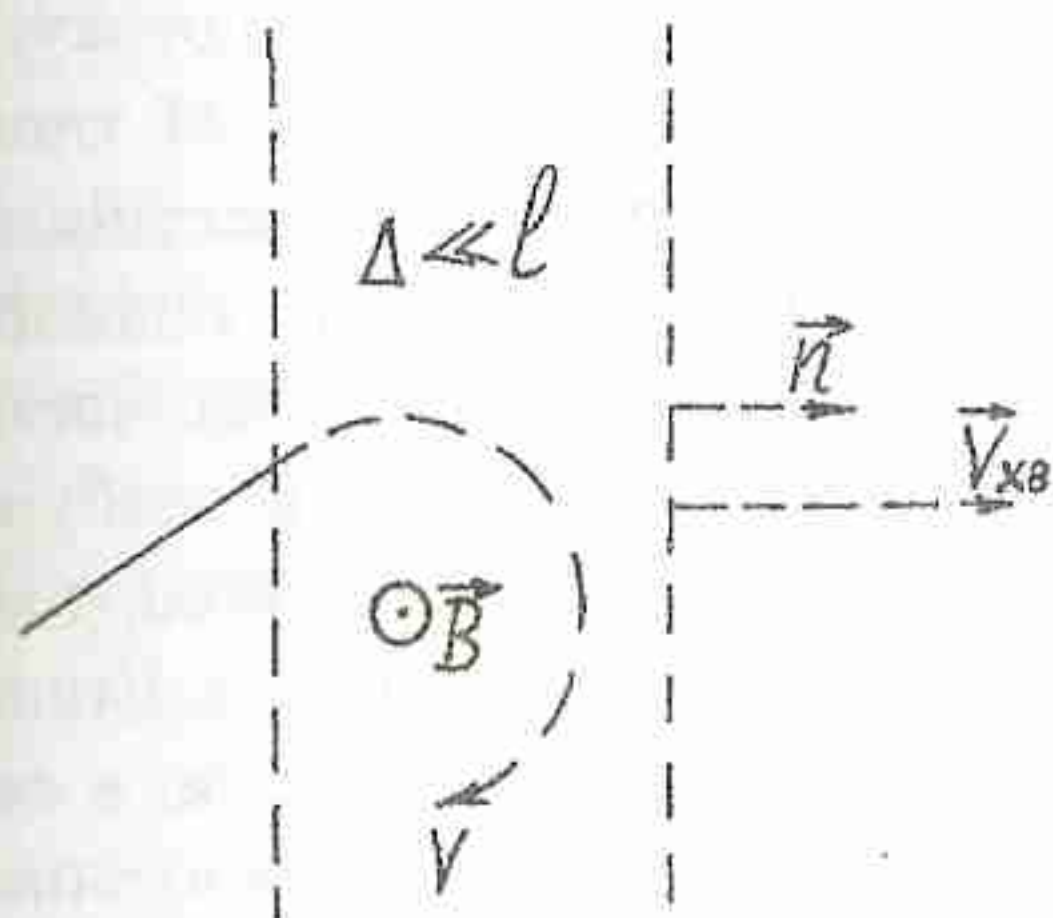


Рис. 8.2. Схема фронту безколізійної ударної хвилі

рідженій плазмі може бути значно меншою за середню відстань між парними зіткненнями ($l_{\text{ef}} \ll l$), а $\Delta \sim l_{\text{ef}}$.

9. УДАРНІ ХВИЛІ В ГЕЛІОСФЕРІ (2)

1. Деякі результати спостережень ударних хвиль у геліосфері. Ще до початку прямих вимірювань в області сонячного вітру існування ударних хвиль у геліосфері було завбачено зі спостережень геомагнітних бур, пов'язаних із потужними проявами сонячної активності.

Прямі вимірювання параметрів плазми в області міжпланетних ударних хвиль вперше було проведено на космічній станції Марінер-2 (1962 р.). Тоді зареєстровано декілька ударних хвиль, у яких спостерігався стрибок швидкості плазми, її концентрації, температури і в мороженого магнітного поля. Зміни ці задовольняли співвідношення Гюгоніо.

Подальші спостереження показали, що на відстані земної орбіти ударні хвилі з'являються, в середньому, один раз на місяць. Більше половини таких подій досить впевнено можна пов'язати з сильними сонячними спалахами.

Як приклад розглянемо спостереження ударної хвилі на космічній станції Вела-4 5 червня 1967 р. о 19^h15^m UT. Параметри цієї хвилі наведено в табл.9.1.

Таблиця 9.1

Ударна хвиля 5.06.1967 р.

Параметр	До проходження ударної хвилі	Після проходження ударної хвилі
Швидкість течії, км/с	400	450
Концентрація протонів, см ⁻³	22	39
Протонна температура, К	$7 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^5$
Електронна температура, К	$1,7 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$

Запишемо рівняння (8.1) у системі нерухомого спостерігача:

$$n_0(v_{XB} - v_{SW,0}) = n_1(v_{XB} - v_{SW,1}), \quad (9.1)$$

де n_0 — концентрація газу (плазми) перед фронтом ударної хвилі, n_1 — те ж за фронтом ударної хвилі, v_{XB} — швидкість хвилі, $v_{SW,0}$ — швидкість сонячного вітру, $v_{SW,1}$ — те ж за фронтом ударної хвилі.

порядок величини буде мати і товщина фронту (ширина стрибка) $\Delta \sim r_B$, що підтверджується спостереженнями.

б) Магнітне поле на фронті ударної хвилі $B \parallel n$, але досить сильне, таке що $\frac{B^2}{4\pi\rho} \gg \frac{2kT}{m}$, іншими словами $v_A^2 \gg v_T^2$, де v_A — альвенівська швидкість, v_T — найбільш імовірна теплова швидкість. Оскільки в цьому випадку швидкість ударної хвилі $v_{XB} > v_A$, то $v_T \ll v_{XB}$. Отже, переважна більшість частинок за фронтом хвилі не може догнати і перетнути фронт. У результаті, розмивання фронту незначне і обумовлюється воно тільки малою долею найбільш енергійних частинок із хвоста максвелівського розподілу при температурі T_1 .

У задачах такого типу виникає ще одне питання. На фронті ударної хвилі, як зазначалося вище, енергія поступального руху незбуреної плазми (газу) в область стрибка трансформується в тепло. У звичайних ударних хвилях ця трансформація забезпечується процесами парних зіткнень частинок. Але що ж обумовлює дисипацію енергії надзвукового потоку в умовах безколізійної хвилі, коли ($\Delta \ll l$)? Відповідь, у загальних рисах, може бути наступною. В збуреному стані за фронтом безколізійної ударної хвилі основна доля внутрішньої енергії приходить на інтенсивні плазмові коливання. Саме на розхитування цих коливань і йде енергія набігаючого на розрив незбудженого потоку.

в) При $B = 0$ бар'єр, що зберігає тонкий фронт ударної хвилі в безколізійній плазмі, повністю пов'язаний із плазмовою нестійкістю, яка обумовлює виникнення в області фронту інтенсивного поля плазмових коливань (плазмової турбулентності). Нехай деяка частина швидких частинок проникла з-за фронтальної області в незбурену плазму перед фронтом. Тоді тут плазма стає невірноваженою, розподіл частинок за енергіями відрізняється від максвелівського. Виникають плазмові коливання та пов'язані з ним мікрополя. Вони, в свою чергу, обумовлюють розсіяння заряджених частинок, аналогічне їх розсіянню в процесах парних зіткнень. Саме поняття довжини вільного пробігу повинне бути переосмислене. Вводиться поняття ефективної довжини вільного пробігу $l_{\text{еф}}$, яка визначається розсіюванням заряджених частинок на елементах плазмової турбулентності та у роз-

З (9.1) знаходимо:

$$v_{XB} = \frac{n_1 v_{SW,1} - n_0 v_{SW,0}}{n_1 - n_0}, \quad (9.2)$$

що за даними табл. 9.1 дає $v_{XB} = 515$ км/с. Плазма незбуреного сонячного вітру втікає в область ударного фронту зі швидкістю

$$v_0 = v_{XB} - v_{SW,0} \approx 115 \text{ км/с.}$$

Швидкість звуку в незбуреній області перед фронтом ударної хвилі:

$$v_s = \sqrt{\kappa \cdot \frac{kT}{\mu m_H}} \approx 58 \text{ км/с.} \quad (9.3)$$

У наближенні електронно-протонної плазми нами в (9.3) було взято:

$$\mu=0.5, \quad \kappa=5/3, \quad T=(T_e+T_p)/2 \approx 1,2 \cdot 10^5 \text{ К.}$$

Число Маха

$$M = \frac{v_{XB} - v_{SW,0}}{v_s} \approx 2.$$

Було показано, що ударна хвиля, яка була зареєстрована на $r \approx 1a.o.$ 5.06.1967 р., найбільш імовірно викликана сонячним спалахом 3.06.1967 р о 08^h00^m UT. Отже, час проходження хвилі від Сонця до Землі складає $\sim 59^h$, а середня швидкість у наближенні радіального розповсюдження ~ 700 км/с. Ця величина швидкості значно більша за величину на $r \approx 1a.o.$, одержаної з (9.2). Розходження може вказувати на зменшення швидкості ударної хвилі від спалаху за мірою зростання геліоцентричної відстані.

У табл. 9.2 наводимо динамічні параметри типової геліосферної ударної хвилі на відстані $r \approx 1a.o.$

Таблиця 9.2

Типова ударна хвиля в геліосфері на $r \approx 1a.o.$

Швидкість сонячного вітру перед фронтом хвилі	390 км/с
Швидкість сонячного вітру за фронтом хвилі	470 км/с
Швидкість хвилі відносно нерухомого спостерігача	500 км/с
Швидкість хвилі відносно сонячного вітру	110 км/с
Число Маха	2-3
Час розповсюдження хвилі від Сонця	55 год

Так як більшість міжпланетних ударних хвиль не є сильними, то їх переміщення в геліосфері з погляду нерухомого спостерігача визначається в основному рухом плазми сонячного вітру, а не рухом самої хвилі у цій плазмі. Тому форма ударного фронту дуже деформується в силу неоднорідності розширення сонячного вітру.

Область стиснутого сонячного вітру за фронтом ударної хвилі має характерну товщину в межах 0.1 – 0.2 а.о. Поведінка потоку в цій (перехідній) області сильно змінюється від хвилі до хвилі, проте зареєстровані принаймні дві найбільш характерні тенденції. Одна з них – швидкість і густина плазми після проходження ударної хвилі через "нерухомий" датчик продовжує зростати ще протягом декількох годин. Інша – ті ж параметри після досить різкого стрибка на фронті хвилі поступово зменшуються. Ці спостереження привели до розробки концепції так званих "поршневих" (підтримуваних) і "вибухових" (ініційованих локальним короточасним енерговиділенням) ударних хвиль (див. далі).

Ще одна особливість деяких геліосферних ударних хвиль: після проходження через датчик перехідної зафронтальної області (через $\sim 5 \div 12$ годин після проходження фронту) реєструється проходження тонкого шару ($\sim 10^{-2} \div 10^{-1}$) а.о. з дуже високим вмістом гелію ($\sim 10 \div 15$ % від концентрації водню (протонів)). Вважається, що збагачена гелієм плазма викидається з області сонячного спалаху, який є також джерелом ударної хвилі.

У часовій послідовності після проходження збагаченого гелієм шару, або вже разом із ним, спостерігається значне зменшення температури сонячного вітру (до $T_e \sim 6 \cdot 10^4$ К; $T_p \sim 2 \cdot 10^4$ К), яке іноді пов'язують із існуванням деякої магнітно-автономної області, типу магнітних хмар, про які вже йшлося. Схематично просторову картину описаної вище послідовності явищ подано на рис.9.1.

Цікавими утвореннями, що були зареєстровані в геліосфері, є подвійні ударні хвилі: дві ударні хвилі рухаються одна за другою, розділені контактним розривом, де зустрічається передній фронт високошвидкісного потоку з фоновим спокійним сонячним вітром. Відстань між цими хвилями збільшується за мірою їх розповсюдження, тобто, друга все більше відстає від першої. Тому першу називають швидкою, а другу – повільною. В системі відліку, зв'язаній із сонячним вітром, ці

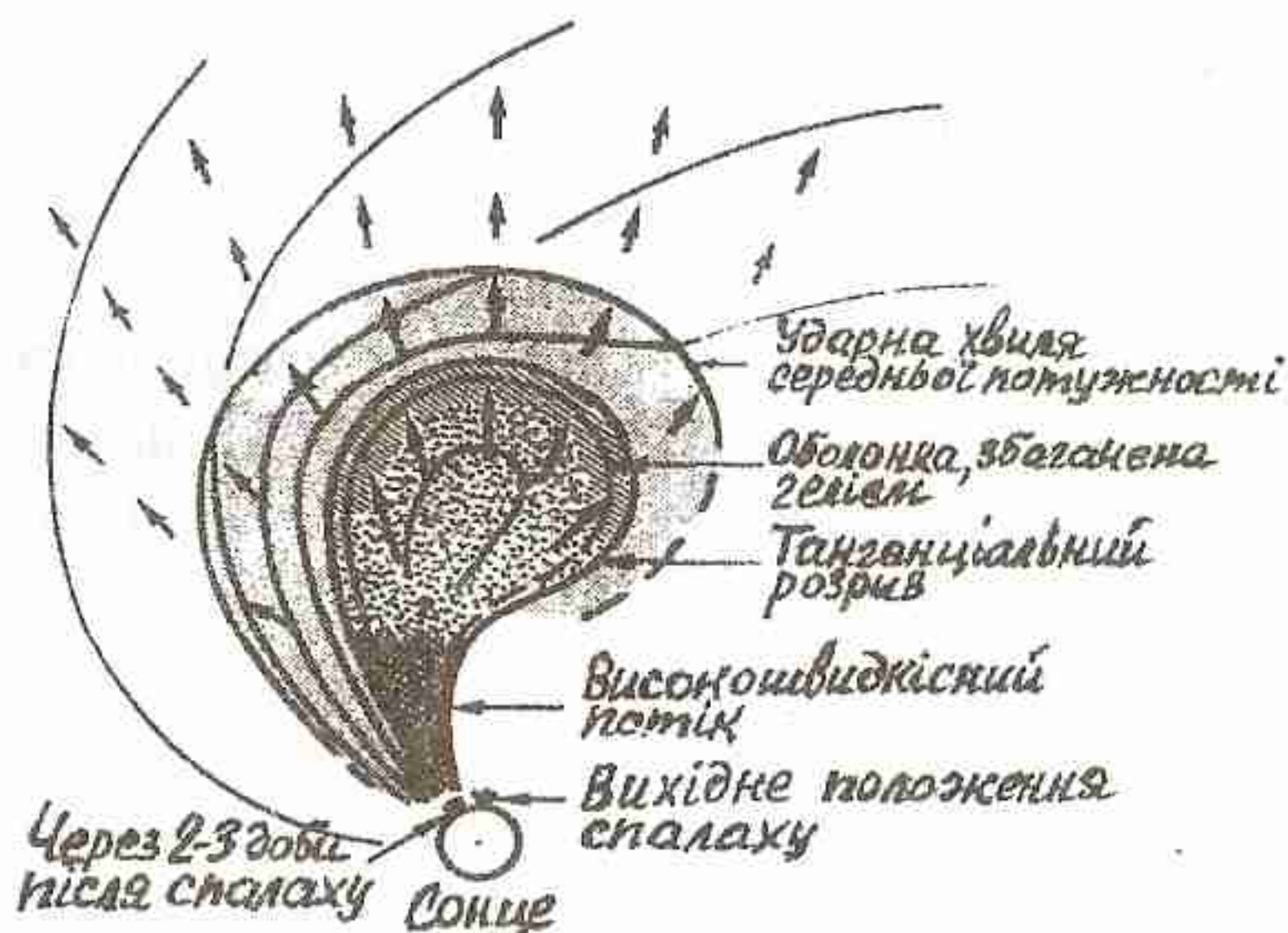


Рис. 9.1 Схематичне зображення (в екваторіальному перерізі Сонця) спостережуваних характеристик геліосферних хвиль, що генеруються сонячними спалахами. [14].

нентно діючими джерелами збудження сонячного вітру, такими, наприклад, як локальні корональні діри – витoki високошвидкісних сонячних корпускулярних потоків. Ударна хвиля виникає на передньому краї такого потоку при його надзвуковому розповсюдженні через середовище спокійного сонячного вітру. Вона ніби штовхається попереду поршня, що швидко розширюється. Розрахунки показують, що енергія такої хвилі лінійно зростає з часом, густина речовини в перехідній зоні за фронтом хвилі монотонно збільшується за мірою зростання відстані від фронту (порівняйте зі спостереженнями), а швидкість хвилі залишається приблизно сталою у широких межах геліоцентричних відстаней;

б) *вибухові хвилі*. Ударна хвиля генерується короткочасним локалізованим енерговиділенням (вибухом) у сонячній атмосфері, наприклад, сонячним спалахом. У процесі її подальшого розповсюдження в геліосфері енергетична підкачка відсутня, енергія хвилі залишається приблизно сталою. Швидкість хвилі при цьому змінюється за законом $v_{ХВ} \sim r^{-1/2}$. Густина речовини у перехідній зоні за

хвилі рухаються в різні боки від контактного розриву. Тому першу ще називають прямою, а другу – зворотною.

2. Класифікація міжпланетних ударних хвиль. Виходячи з спостережень і теоретичних моделей, виділяють:

а) *пориневі хвилі*. Вони генеруються довгоіснуючими, перманентно діючими джерелами збудження сонячного вітру, такими, наприклад, як локальні корональні діри – витoki високошвидкісних сонячних корпускулярних потоків.

фронтом монотонно спадає за мірою зростання відстані від фронту (порівняйте зі спостереженнями);

в) *зворотна хвиля*. Різкий контактний розрив (стрибок параметрів) може обумовити генерацію ударної хвилі, яка в системі сонячного вітру рухається у напрямку, протилежному головній, а в системі нерухомого спостерігача також переноситься від Сонця, але з меншою швидкістю, ніж головна. Спостереження підтверджують існування таких хвиль у геліосфері.

Реально спостережувана картина ударних розривів у геліосфері іноді буває досить складною, ударні хвилі реєструються серіями, більш сильні ударні хвилі доганяють більш слабкі тощо.

3. Енергія геліосферних ударних хвиль. Проведемо оцінки, що базуються в основному на спостереженнях поблизу земної орбіти.

Густина енергії фонового сонячного вітру перед фронтом ударної хвилі в наближенні електронно-протонної плазми:

$$\varepsilon_0 = \frac{m_H n_{p0} v_0^2}{2} + \frac{3}{2} n_{p0} k (T_{p0} + T_{e0}) + \frac{B_0^2}{8\pi}. \quad (9.4)$$

Густина енергії у збудженій перехідній області за фронтом ударної хвилі:

$$\varepsilon_1 = \frac{m_H n_{p1} v_1^2}{2} + \frac{3}{2} n_{p1} k (T_{p1} + T_{e1}) + \frac{B_1^2}{8\pi}. \quad (9.5)$$

Перший член після знака рівності в обох виразах дає густину кінетичної енергії, другий – теплової, третій – магнітної.

Виходячи з принципу вмороженості магнітного поля можна записати:

$$B_1 / B_0 \cong \rho_1 / \rho_0 = n_1 / n_0. \quad (9.6)$$

Густина надлишкової енергії у збудженій перехідній зоні за фронтом хвилі з урахуванням (9.6) буде:

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_0 = & \frac{m_H}{2} (n_{p1} v_1^2 - n_{p0} v_0^2) + \frac{3}{2} k [n_{p1} (T_{p1} + T_{e1}) - n_{p0} (T_{p0} + T_{e0})] + \\ & + \frac{B_0^2}{8\pi} \left[\left(\frac{n_{p1}}{n_{p0}} \right)^2 - 1 \right]. \end{aligned} \quad (9.7)$$

Саме ця енергія пов'язана з ударним збудженням. Повна енергія ударної хвилі буде:

$$E \cong \Delta\varepsilon \cdot \lambda \cdot S, \quad (9.8)$$

де λ – товщина збудженої зафронтальної зони; S – повна площа фронтальної поверхні в геліосфері.

Користуючись даними табл. 9.1, прийнемо:

$$n_{po}=22\text{см}^{-3}, \quad n_{pl}=39\text{см}^{-3}, \quad v_o=400\text{км/с}, \quad v_1=450\text{км/с}, \\ T_{po}=7\cdot 10^4\text{К}, \quad T_{pl}=1,8\cdot 10^5\text{К}, \quad T_{eo}=1,7\cdot 10^5\text{К}, \quad T_{e1}=2\cdot 10^5\text{К}.$$

Для оцінки візьмемо (див. табл.3.1) $B_o=6\cdot 10^{-5}\text{Гс}$. Як уже зазначалося $\lambda \approx (0.1 - 0.2)$ а.о. Прийнемо приблизно $\lambda \approx 0.15$ а.о. $\approx 2\cdot 10^7$ км. Для повної площі фронтальної поверхні ударної хвилі, що реєструється на Земній орбіті, розумною оцінкою вважається:

$$S \approx 0.25\cdot [4\pi (\text{а.о.})^2] = \pi (\text{а.о.})^2 \approx 7\cdot 10^{26} \text{ см}^2.$$

З прийнятими значеннями параметрів хвилі з (9.7, 9.8) одержуємо оцінку повної енергії ударної хвилі: $E \approx 5.5\cdot 10^{31}$ ерг. Для вибухових хвиль теоретична модель дає такі співвідношення:

$$E = \frac{3}{2} \pi m_H n_{po} r^3 v_{XB}^2, \quad E = \frac{3}{2} \pi m_H n_{po} r^5 \tau_r^{-2}.$$

де v_{XB} – швидкість ударного фронту на відстані r ; τ_r – час розповсюдження хвилі до відстані r .

Прийнемо для типової хвилі (див. табл.9.2) $v_{XB} = 500$ км/с, $\tau_r = 55$ год. (для $r = 1$ а.о.), а $n_{po} \approx 10 \text{ см}^{-3}$ (див. табл.3.3). Тоді формула (9.9) дає

$$E \approx 6.6 \cdot 10^{32} \text{ ерг},$$

а із (9.10)

$$E \approx 6.8 \cdot 10^{32} \text{ ерг}.$$

Розходження оцінок E на порядок величини деякою мірою пов'язане з недосконалістю використаних моделей. Проте досить впевнено можна констатувати, що енергія навіть типової ударної хвилі відповідає енерговиділенню найбільш сильних сонячних спалахів.

4. Маса ударної хвилі у геліосфері. Стиснутий газ у перехідній області за фронтом ударної хвилі має густину, більшу за фонову. Ударна хвиля “формує” в геліосфері своєрідний шар підвищеної густини, товщиною λ і площею S , який переноситься сонячним вітром геть від Сонця. Масу цього шару (оболонки), визначену з вилученням маси фонового вітру в його об’ємі, називають масою ударної хвилі.

Виходячи з цих міркувань, неважко записати формулу для приблизної оцінки маси ударних хвиль:

$$M \cong m_H (n_{p1} - n_{p0}) \lambda S. \quad (9.11)$$

Приймаючи значення величин в (9.11) такі ж, як і у попередньому параграфі, одержуємо:

$$M \approx 4.0 \cdot 10^{16} \text{ г.}$$

10. СОНЯЧНІ КОСМІЧНІ ПРОМЕНІ

1. Сонячні космічні промені в геліосфері. Під час деяких сонячних спалахів, здебільшого потужних, відбувається прискорення частинок до великих енергій ($10^4 - 10^{10}$ eВ) та викидання їх у міжпланетний простір. Вивчення потоків таких енергійних сонячних частинок почалося з 1942 року, коли І.Ланге та С.Е.Форбуш опублікували свої перші спостереження цих сплесків і було показано їх сонячне походження. За аналогією з галактичними космічними променями (потоками релятивістських частинок із Галактики) вони одержали назву сонячних космічних променів (СКП).

Наведемо деякі особливості морфології СКП (приклади реєстрації таких подій подано на рис.10.1):

а) у складі СКП основним компонентом є протони ($\sim 98\%$), решта α -частинки з незначною домішкою більш масивних ядер. Потоки електронів СКП у цілому супроводжують протонні сплески. При цьому співвідношення потоку електронів і протонів у сплесках змінюється в широкому діапазоні значень $J_e / J_p \sim 0.2 \div 30$ і, мабуть, пов'язане як із умовами генерації СКП на Сонці, так і з умовами розповсюдження в геліосфері;

б) тривалість сплесків СКП знаходиться у межах від десятків хвилин до десятків годин. Вона залежить від інтервалу енергії, в якому ведеться спостереження, від положення спалаху – джерела на Сонці, від умов розповсюдження частинок у геліосфері;

в) якщо говорити про сплески релятивістських (енергія $E \geq 500$ MeВ) сонячних частинок, то вони є досить рідкісними явищами і пов'язані з найбільш потужними спалахами на Сонці. За період з моменту відкриття Ланге-Форбуша (1942 р.) і до 1976 р. було зареєстровано біля 23 таких явищ. Частота сплесків менш енергійних частинок швидко зростає зі зменшенням їх енергії. Каталог сплесків

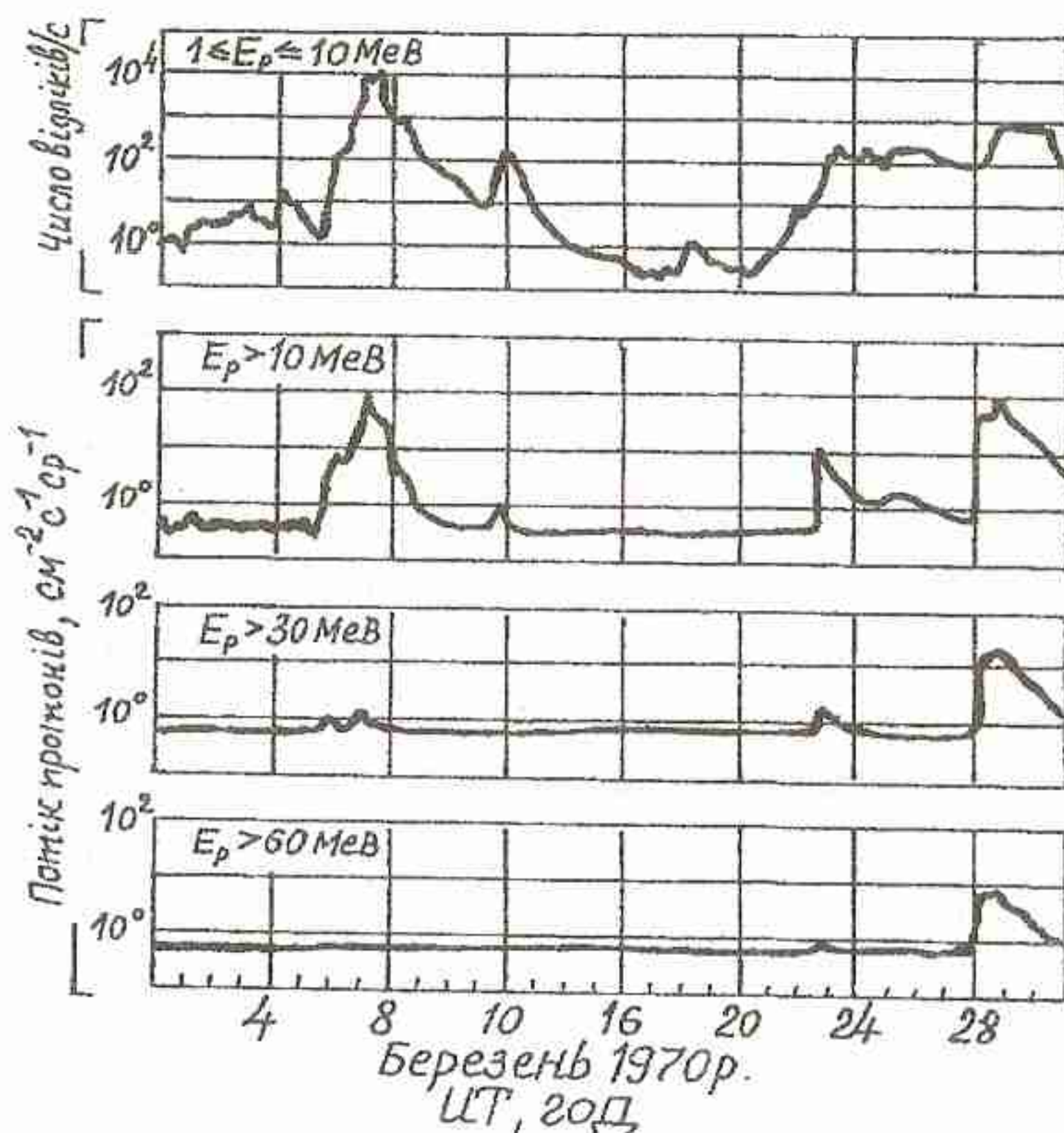


Рис. 10.1. Результати вимірювань сонячних протонів у міжпланетному просторі в березні 1970 р. за допомогою протонного монітора на супутнику "Експлорер-41". [9].

zareestrovanih za period 1955-1969 rr. podaє, napriklad, 732 podii. Pri energii splеску $E < 1 \text{ MeV}$ pidрахунок okremih podii стає неточним, так як Сонце уже більш-менш неперервно генерує частинки з такими енергіями;

г) найпотужніші сплески СКП, звичайно, пов'язані з потужними сонячними спалахами і встановлення цього зв'язку не викликає утруднень. У діапазоні енергій $10 \div 100 \text{ MeV}$ уже далеко не всі сплески енергійних частинок у геліосфері чітко вдається пов'язати з відповідними сонячними спалахами. Так, наприклад, в уже згадуваному каталозі 1955-1969рр. із загальної кількості zareestrovanih podii (732) кількість протонних спалахів (саме так називають спалахи з викидом енергійних частинок (протонів) у вказаному діапазоні енергії) складає близько 380.

Обговорюються принаймні три основні класи сплесків які прямо не вдається пов'язати з конкретними сонячними спалахами:

1) сплески, які пов'язані з проходженням по диску Сонця активних областей; показують повторюваність з 27-добовою періодичністю;

2) сплески, пов'язані з проходженням активної області на Сонці, в якій на попередніх обертах відбувся потужний спалах; теж показують 27-добову періодичність;

3) сплески, які спостерігаються в інтервалі кількох годин до і після проходження в околицях Землі міжпланетної ударної хвилі. Деякі з них вдається інтерпретувати як результат прискорення частинок на фронті ударної хвилі.

У деяких випадках сплеск СКП можна зв'язати з потужними спалахами на невидимій півкулі Сонця;

д) статистично найчастіше сплески СКП, що реєструються в околицях Землі, пов'язані з сонячними спалахами в західній півкулі Сонця (максимум розподілу на $\sim 60^\circ$ геліографічної довготи), а іноді й за західним сонячним лімбом. Це означає, що релятивістські протони СКП з найбільшою імовірністю реєструються на Землі, якщо і їх джерело на Сонці, і реєстратор на Землі, або в її околицях, лежать на одній силовій лінії спірального магнітного поля в геліосфері. Область джерел менш енергійних частинок протонних спалахів, що реєструються в околицях Землі, зміщується до центрального меридіану Сонця, тобто їх розповсюдження в геліосфері більше відповідає квазірадіальному розповсюдженню сонячного вітру.

е) у зв'язку з тим, що сплески енергійних сонячних протонів (і електронів) пов'язані з активними областями на Сонці та з сонячними спалахами, а деякі з них — з міжпланетними ударними хвилями, частота їх появи показує чіткий зв'язок із фазою 11-річного циклу сонячної активності (рис.10.2, 10.3).

2. Енергетичні спектри СКП. Із рис.10.1 видно, що потік частинок СКП зменшується при переході в область високих енергій. В інтервалі енергії від 0.5 до 100 MeV/нуклон спектр енергії СКП добре описується законом

$$J(E) = J_0 (E / A)^{-\gamma}, \quad (10.1)$$

де A — число нуклонів у відповідному ядрі, J_0 — стала величина. За спостереженнями семи потужних сплесків СКП у 1967-1969 рр.

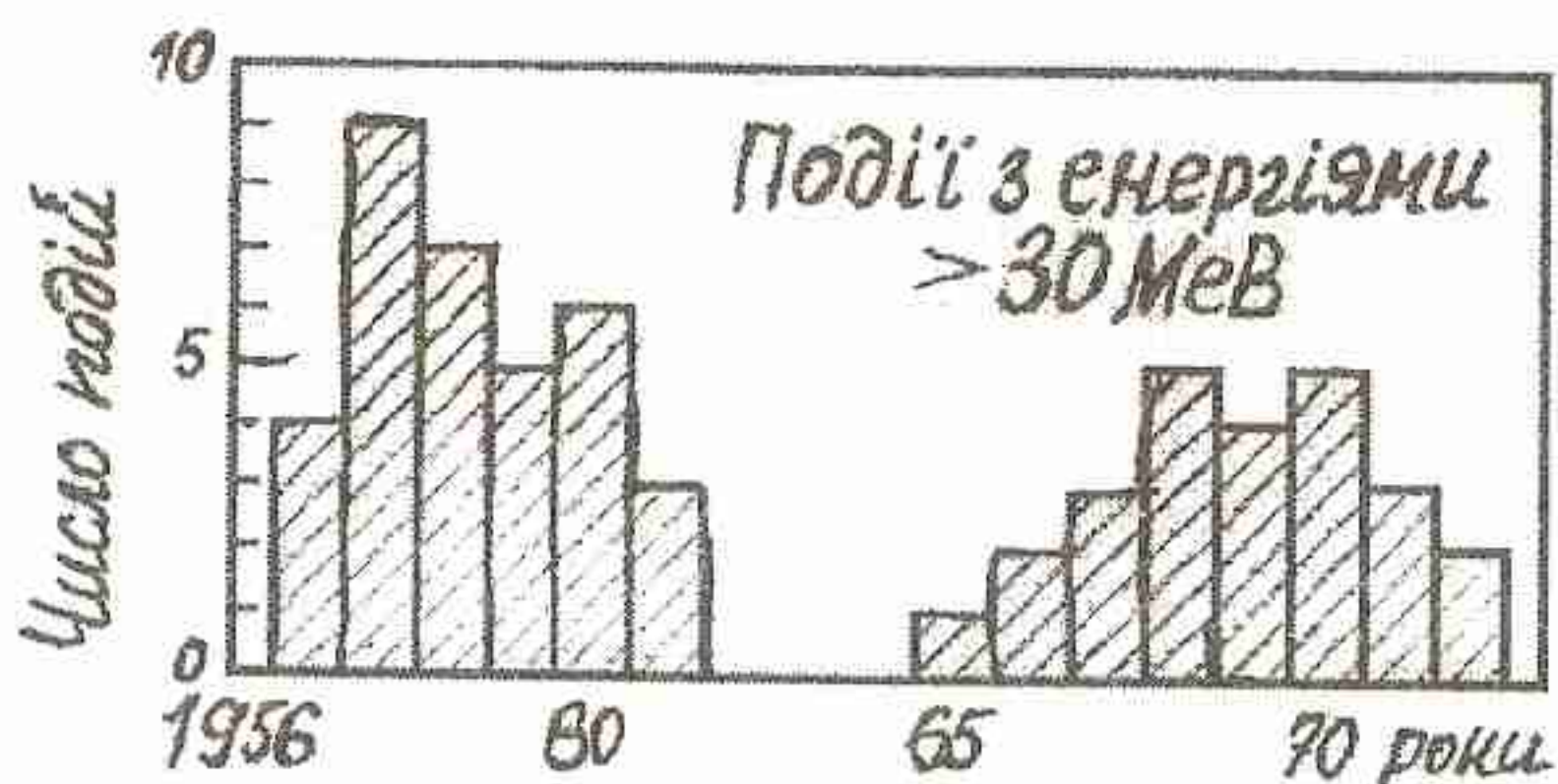


Рис. 10.2. Зміни числа подій СКП з енергіями протонів > 30 MeV протягом двох сонячних циклів [15].

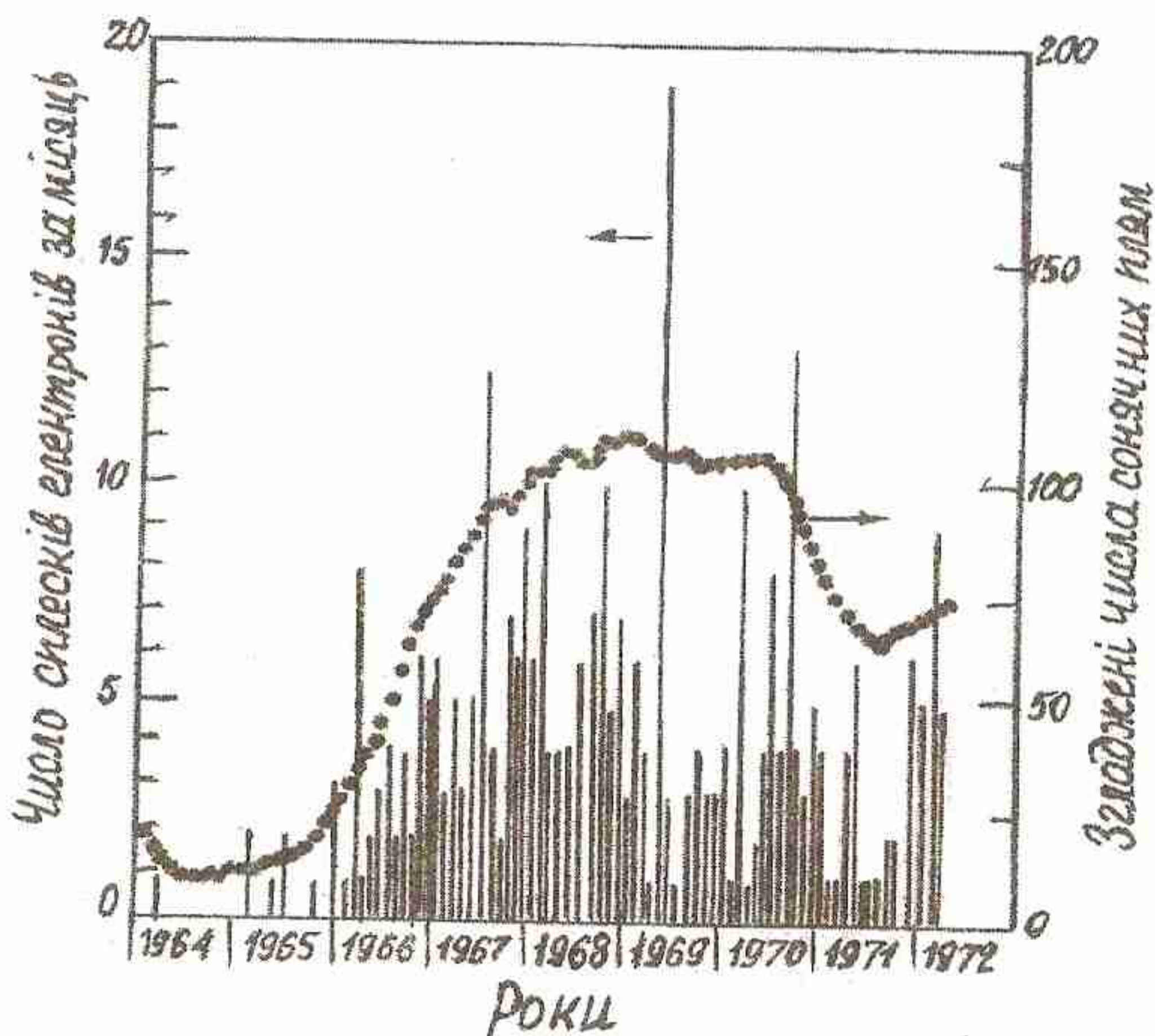


Рис. 10.3. Місячні числа електронних сплесків СКП ($E > 45$ keV, потік > 10 $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$) та осереднені числа сонячних плям за період 1964-1972 рр. [16].

(епоха максимуму сонячної активності) одержано: для потоку протонів $\gamma = 1.3 - 3.0$ при осередненому за всіма сімома подіями значенні $\gamma = 1.7$; для потоку α - частинок $\gamma = 1.5 - 3.3$ при осередненому за всіма сімома подіями значенні $\gamma = 1.9$.

Ці результати вказують на значну зміну крутизни спектру (γ). При цьому крутизна ця дещо більша для спектру α - частинок, іншими словами, при збільшенні енергії частинок вміст α - частинок у потоці СКП відносно вмісту протонів зменшується.

Найбільший потік СКП на орбіті Землі був зареєстрований після потужного сонячного спалаху 4 серпня 1972 р. Він досягав значень $7 \cdot 10^4$ частинок/см²·с·ср для енергії $> 10^7$ еВ. Потоки для більш помірної події можна бачити на рис. 10.1.

3. Деякі прояви сплесків СКП в околицях Землі. Потужні потоки енергійних частинок СКП можуть створити радіаційну небезпеку для космонавтів, що працюють на навколоземних та міжпланетних орбітах. Найбільш небезпечними є сонячні протони з енергіями понад 10^8 еВ, які створюють в обшивці космічного корабля потужну електронно-фотонну лавину.

Найбільш енергійні частинки СКП ($E > 500$ MeV) можуть при взаємодії з земною атмосферою створити лавину, інтенсивність якої достатня для її реєстрації на поверхні Землі в полярних областях, де магнітний захист нашої планети від проникнення енергійних заряджених частинок менший, ніж в середніх широтах і на екваторі.

Протони з енергіями 5 - 20 MeV поглинаються земною атмосферою в полярних шапках Землі на висотах 50 - 90 км, куди вони проникають вздовж силових ліній геомагнітного поля. Створюючи на цих висотах шар підвищеної електронної концентрації, вони обумовлюють сильне поглинання радіохвиль в діапазоні 1 - 50 МГц і порушення наземного і космічного радіозв'язку. Таке явище називається поглинанням в полярних шапках (ППШ).

11. ГАЛАКТИЧНІ КОСМІЧНІ ПРОМЕНІ (ГКП)

1. Галактичні космічні промені. Склад. Геліосферу неперервно бомбардують, проникають у неї і перетинають частинки, що приходять із міжзоряного простору з білясвітловими швидкостями (енергії

до 10^{21} еВ). Існування галактичних космічних променів було встановлено в 1912 р. австрійським фізиком В.Ф.Гессом з іонізації повітря, яку вони здійснюють.

Склад ГКП за межами геліосфери (первинних) для енергії частинок $\varepsilon \geq 2.5 \cdot 10^9$ еВ за сучасними даними наведено в табл.11.1.

Таблиця 11.1

Склад ГКП				
Частинки	Заряд (e)	$\bar{\mu}$ (а.о.м.)	Потік J ($\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}$)	Число ядер на 10^4 протонів
				ГКП у Всесвіті
Протони (p)	1	1	1300	10^4 10^4
Ядра гелію (α)	2	4	94	720 1600
Легкі ядра (L)	3-5	10	2.0	15 10^{-4}
Середні ядра (M)	6-9	14	6.7	52 14
Важкі ядра (H)	≥ 10	31	2.0	15 6
Дуже важкі ядра (VH)	≥ 20	51	0.5	4 0.06
Найважчі ядра (SH)	> 30	100	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-3}$ $7 \cdot 10^{-5}$
Електрони та позитрони (e)	1	1/1836	13	10^2 10^4

В останніх двох колонках таблиці дається порівняння складу ГКП (за різними групами частинок) з середнім складом речовини Всесвіту. Слід звернути увагу на ексцес у складі ГКП легких, а також дуже важких ядер і дефіцит електронів (позитронів) порівняно з середньосвітовими концентраціями.

Користуючись даними табл.11.1 можна підрахувати повний потік частинок ГКП із півсфери на одиницю площі:

$$F = \pi \sum_i J_i \cong 0.44 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, \quad (11.1)$$

де i – група частинок.

Для окремих груп частинок одержуємо відносний їх внесок в повний потік :

$$\frac{F_p}{F} = \frac{\pi J_p}{F} \cong 92.8\%,$$

$$\frac{F_{\alpha}}{F} = \frac{\pi J_{\alpha}}{F} \cong 6.7\%, \quad \frac{F_e}{F} = \frac{\pi J_e}{F} \cong 0.9\%,$$

$$\frac{F_{L,M,H,VH,SH}}{F} = \frac{\pi J_{L,M,H,VH,SH}}{F} < 1\%.$$

Якщо в (11.1) врахувати і частинки ГКП із енергіями $\varepsilon < 2.5 \cdot 10^9 \text{ eV}$, то одержимо

$$F \cong 1 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Для ГКП в околицях Сонячної системи характерна висока ступінь ізотропії – з точністю до 0.1% інтенсивність ГКП (J) не залежить від напрямку.

2. Енергетичний спектр ГКП. Розподіл потоку ГКП за енергіями частинок частіше подають у вигляді залежності:

$$J(>\varepsilon) = f(\varepsilon), \quad (11.2)$$

де $J(>\varepsilon)$ – потік ГКП з енергіями, більшими вказаної в дужках. Таке співвідношення називається інтегральним спектром енергій.

Форма функції $f(\varepsilon)$ в (11.2) розкривається шляхом спостережень, і здебільшого вона носить степеневий характер. Так, для інтервалу енергій $\varepsilon \sim 10^{10} \div 10^{15} \text{ eV}$ спостереження дають:

$$J(>\varepsilon) = 1.7 \cdot \varepsilon^{-1.6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}, \quad (11.3)$$

де ε слід підставляти в ГеВ-ах ($1 \text{ ГеВ} = 10^9 \text{ eV}$). Графічно залежність (11.3) показана на рис.11.1.б.

Для значень нижньої граничної енергії $\varepsilon < 10^{10} \text{ eV}$ (рис.11.1а) крутизна спадання J з ростом ε зменшується, а при $\varepsilon < 10^9 \text{ eV}$ крива $J(>\varepsilon)$ поступово виходить на "поличку". Це вказує на те, що в складі ГКП дуже мало частинок із енергіями $< 10^9 \text{ eV}$. Тому, звичайно, за нижню границю інтервалу енергій ГКП беруть $\varepsilon \cong 10^8 \text{ eV}$.

Для енергій $\varepsilon > 10^{15} \text{ eV}$ інтегральний спектр ГКП стає більш крутим – показник ступеня в (11.3) зростає (після мінуса) від значень 1.6 до 2.2. Є вказівки, що при $\varepsilon > 10^{17} \div 10^{18} \text{ eV}$ інтегральний спектр ГКП стає знову дещо пологішим (див. рис.11.1.в).

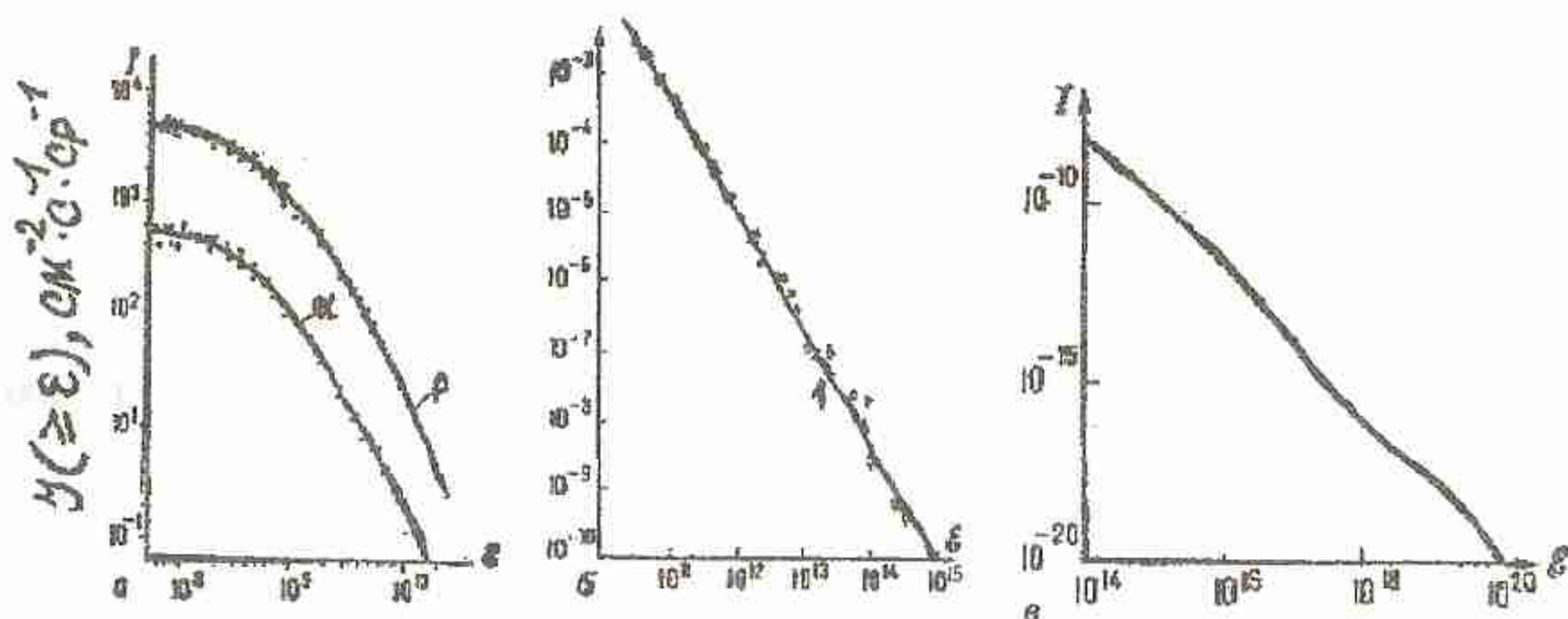


Рис. 11.1. Інтегральний енергетичний спектр частинок космічних променів. На осі абсцис – енергія частинок ε в eV . На осі ординат – потік J частинок, енергія яких перевищує задану. p -протони, α -альфа-частинки. Точки – дані спостережень.

Приклад. Візьмемо $\varepsilon \geq 10^{16} eV$; із рис.11.1.в знімаємо $J(\varepsilon \geq 10^{16} eV) \cong 10^{-12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$. Потік таких частинок на одиницю поверхні з півсфери дорівнює $F \cong \pi J(\geq 10^{16} eV) = 3.14 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а протягом року ($\Delta t = 3.16 \cdot 10^7 \text{ с}$) на площину в 1 м^2 попаде лише одна частинка з енергією $\geq 10^{16} eV$. Аналогічно можна підрахувати, що на поверхню в 10 км^2 за рік у середньому падає не більше однієї частинки з енергією $\geq 10^{20} eV$.

Спектр енергій ГКП можна подати і в диференційній формі (диференційний спектр):

$$J(\varepsilon) = \left| \frac{dJ(>\varepsilon)}{d\varepsilon} \right| \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ерг}^{-1}, \quad (11.4)$$

де потік J віднесено до одиничного інтервалу енергій центрованого на ε . На практиці одиничний інтервал енергії в диференціальному спектрі вибирається рівним 1 MeV .

Знаючи енергетичний спектр первинних ГКП можна розрахувати їх середню концентрацію, енергію частинок та густину енергії. Сучасні дані для цих величин:

- середня концентрація $\sim 1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$,
- середня енергія $\sim 1 \cdot 10^{10} eV = 1.6 \cdot 10^{-2} \text{ ерг}$,
- середня густина енергії $\sim 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ ерг/см}^3$.

3. Варіації потоку ГКП, пов'язані зі станом геліосфери. ГКП, проникаючи в геліосферу, взаємодіють із міжпланетними магнітними полями, в мороженими в плазму сонячного вітру. Ці поля разом із сонячним вітром переносяться геть від Сонця. У результаті виникає конвективний перенос ("вимітання") ГКП із геліосфери. Це, в свою чергу, зумовлює існування в геліосфері додатного градієнта концентрації ГКП у напрямку радіус-вектора Сонця і дифузійного переносу ГКП до Сонця. В стаціонарних умовах конвективний потік зрівнюється з дифузійним і в геліосфері встановлюється деякий розподіл концентрації ГКП $n_c(r)$. Умова стаціонарності:

$$n_c(r)v_{SW} = D_c \frac{dn_c(r)}{dr}, \quad (11.5)$$

де D_c – коефіцієнт дифузії космічних променів.

Теорія дає співвідношення:

$$D_c = \frac{v_c \Lambda}{3}, \quad (11.6)$$

де v_c – швидкість частинок космічних променів, Λ – транспортний пробіг цих частинок відносно розсіювання на магнітних неоднорідностях, який визначається як деяка відстань, після проходження якої частинка в процесі розсіювання зовсім "забуває" свій попередній напрям руху, тобто може бути розсіяна на довільний кут (ізотропно).

Інтегруємо рівняння (11.5) з урахуванням (11.6):

$$n_c(r) = n_{is} \exp \left[- \int_r^{r_s} \frac{3v_{SW}}{v_c \Lambda} dr \right], \quad (11.7)$$

де n_{is} – немодульована концентрація ГКП за межами геліосфери, r_s – геліоцентрична відстань до геліопаузи.

Із (11.7) можна зробити такі висновки:

а) зі збільшенням сонячної активності v_{SW} в середньому зростає, а транспортний пробіг частинок ГКП зменшується. Отже, слід чекати антикореляції потоку ГКП в геліосфері з сонячною активністю. Це підтверджується спостереженнями (див., наприклад, рис. 11.2);

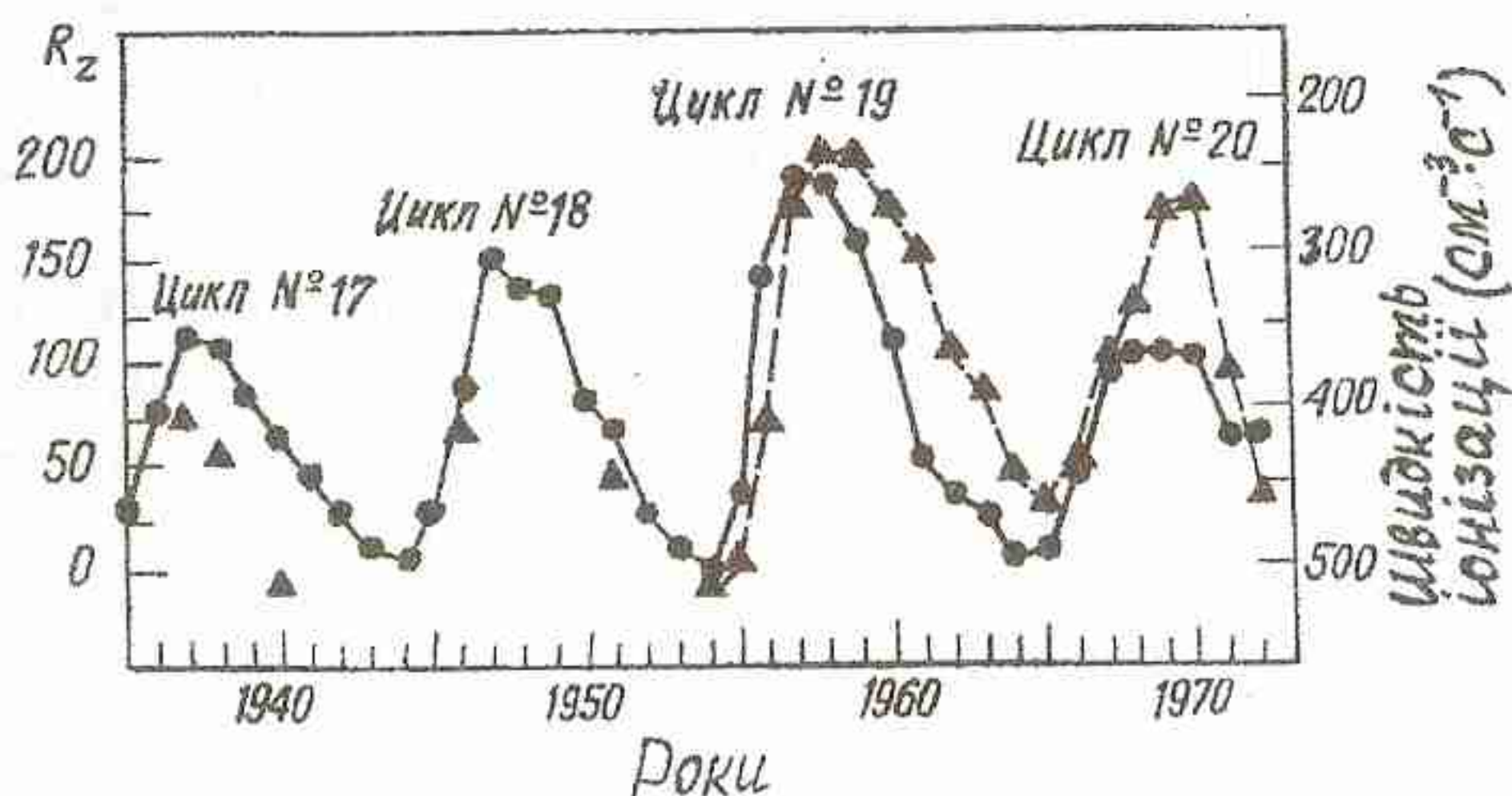


Рис. 11.2. Зміни швидкості іонізації на висоті $20 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ за чотири сонячні цикли. Всі дані нормовані до геомагнітних координат станції Туле, Гренландія. [17]. Точки – відносні числа Вольфа (R_z), трикутники – швидкості іонізації.

б) частинки з меншими швидкостями більше піддаються ефекту геліосферної модуляції.

Приклад. Наземні та аеростатні спостереження дають: одинадцятирічна варіація космічних променів у діапазоні енергій $(2-3) \cdot 10^{10} \text{ eV}$ досягає $\sim 5-6\%$, в діапазоні $(7-10) \cdot 10^9 \text{ eV}$ – $\sim 20\%$, а для енергій $(1-3) \cdot 10^9 \text{ eV}$ – $\sim 100\%$.

Деталізація розглянутої вище сферично-симетричної моделі (конвекція – дифузія) дозволяє дати тлумачення й іншим спостереженим особливостям морфології ГКП в геліосфері (в околицях Землі):

а) сонячно-добова варіація ГКП. У модель крім магнітних неоднорідностей вводиться регулярне спіральне магнітне поле геліосфери, що обумовлює нерадіальність конвективно-дифузійного переносу ГКП у міжпланетному просторі;

б) 27-добова варіація ГКП. У модель вводиться геліодовготна змінність параметрів сонячного вітру і магнітного поля, пов'язана з відповідною геліодовготною локалізацією джерел вітру на Сонці;

в) форбуш – пониження інтенсивності ГКП у геліосфері після проходження ударної хвилі. В модель вводиться шар підсиленого магнітного поля за фронтом ударної хвилі (напівпрозорий "магніт-

ний поршень"), що рухається з надзвуковою швидкістю від Сонця і "витискає" ГКП з геліосфери.

г) зростання інтенсивності ГКП перед початком магнітної бурі на Землі. В модель вводиться та ж концепція "магнітного поршня" і розглядається його вплив на потік ГКП на Землі при підході ударної хвилі від Сонця – "відбивання" енергійних частинок ГКП від "набігаючого магнітного екрану" ("магнітного поршня").

4. Оцінка розмірів геліосфери за даними про геліосферні модуляції ГКП. При вивченні 11-річних варіацій ГКП в околицях Землі знайдено, що ці варіації дещо запізнюються відносно відповідних змін сонячної активності (рис.11.3): максимум потоку ГКП та його мінімум в 11-річному циклі відстають приблизно на рік ($\Delta t \sim 3 \cdot 10^7$ с) від мінімуму і максимуму сонячної активності, відпо-

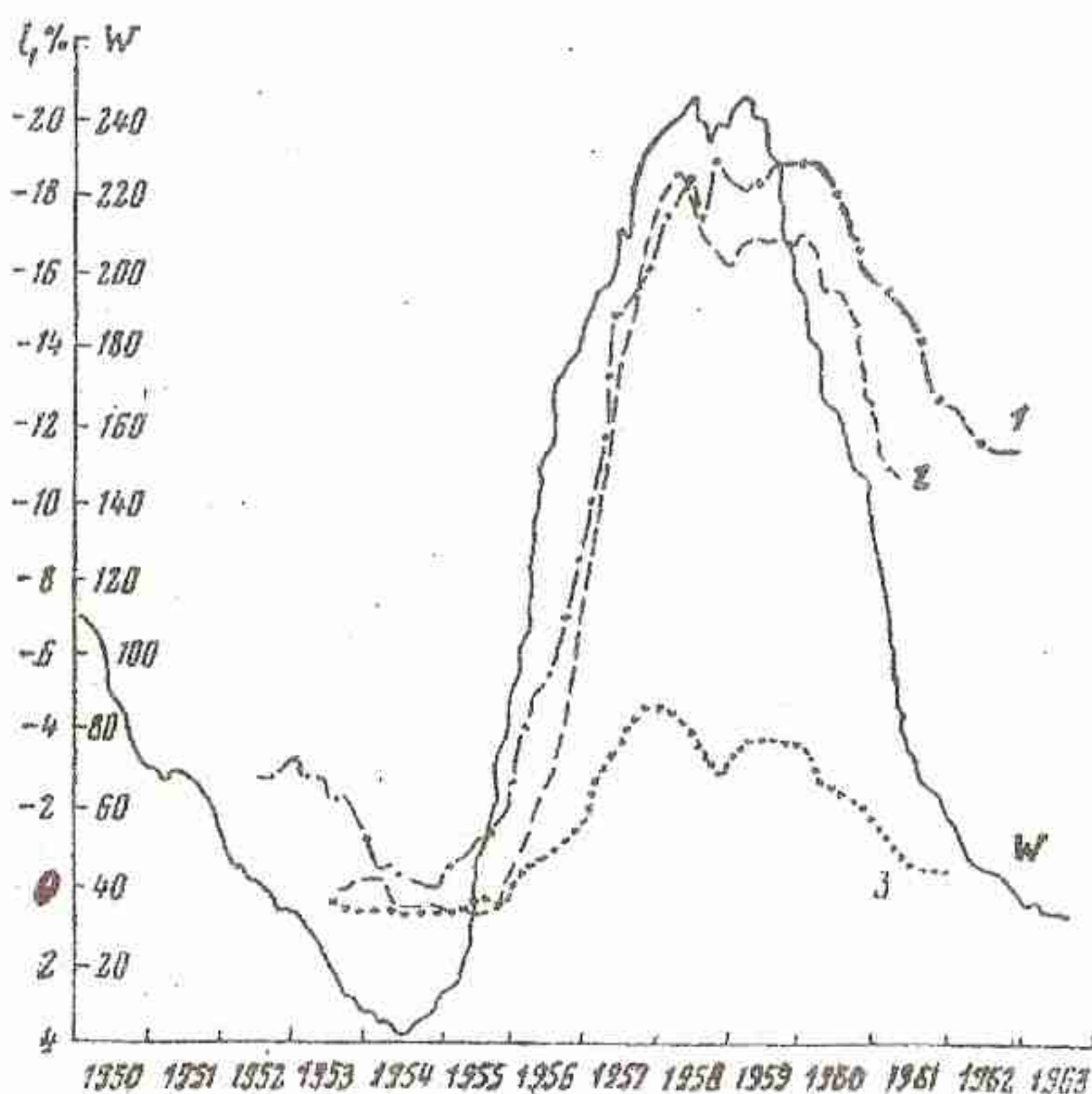


Рис. 11.3. Згладжені методом ковзаючого середнього з періодом 12 місяців числа сонячних плям W та інтенсивність нейтронної компоненти космічних променів на станціях Чикаго (1), Клаймакс (2), Уанкайо (3). [18].

відно. Іншими словами, геліосфері, що модулює потік ГКП, потрібен значний час, щоб пристосуватися до нового рівня сонячної активності. Коректно вважати, що цей час пов'язаний із розмірами геліосфери та швидкістю розповсюдження збудження від Сонця співвідношенням:

$$\Delta t v_{sw} = r_s, \quad (11.8)$$

де r_s - геліоцентрична відстань до геліопаузи. При $v_{sw} \approx 450 \text{ км/с}$ та $\Delta t \approx 3 \cdot 10^7 \text{ с}$ одержуємо $r_s \approx 90 \text{ а.о.}$, що добре узгоджується з оцінками, проведеними в лекції 6, виходячи з інших міркувань.

12. КОМЕТИ - ПРИРОДНІ ГЕЛІОСФЕРНІ ЗОНДИ

1. Комети. Комети – це малі тіла Сонячної системи. Ядро комети включає в себе летку компоненту у вигляді льоду (H_2O , NH_3 , CH_4 , CO_2 , C_2N_2 та інші молекули) і нелетку, склад якої, ймовірно, типовий для метеоритної речовини. Радіуси ядер лежать у межах 1-10 км, а маси 10^{16} - 10^{21} г. Короткоперіодичні комети (період обертання навколо Сонця ~ 3 -200 років) мають орбіти, які повністю лежать у межах області великих планет (сім'я Юпітера – 90 комет, сім'я Сатурна – 12 комет, сім'я Урана – 3 комети, сім'я Нептуна – 10 комет). Афелії довгоперіодичних комет лежать на великій відстані від Сонця ($\sim 10^5 \text{ а.о.}$, хмара Епіка – Оорта), періоди їх обертання навколо Сонця дуже великі, і поява їх у внутрішніх областях Сонячної системи сприймається як випадкове явище.

Наближаючись у процесі свого руху по орбіті до Сонця (перигелійна область), кометне ядро випаровується. Дезінтеграція ядра, зрозуміло, починається з летючої компоненти. Газ, що виділяється при цьому і розширюється в міжпланетний простір зі швидкістю $\sim 0.5 \text{ км/с}$, захоплює і прискорює також пилові частинки. Навколо ядра утворюється протяжна газово-пилова атмосфера – кома. Типовий радіус коми (голови) комети $\sim 10^5$ - 10^6 км . У складі коми спектрально ототожнені молекули і атоми CN , CH , NH , OH , C_3 , NH_2 , H , C , O , S , C_2 , CO , CS , H_2O , HCN ; поблизу Сонця появляються лінії Na , а в безпосередній близькості від Сонця – Si , Ca , K , V , Cr , Mn , Fe , Co , Ni , Cu . Флуоресценція кометних газів у полі сонячного випромінювання та

розсіювання на кометних пилинках і створюють спостережуване явище комети. Під дією тиску сонячного випромінювання та сонячного вітру газ і пил коми спрямовуються в антисонячному напрямі, створюючи хвіст комети. Довжина хвоста $\sim 10^6$ - 10^7 км. Траєкторії молекул, атомів та пилових частинок при формуванні кометного хвоста суттєво відрізняються. Тому спостерігаються хвости I та II типів.

Хвіст I типу, або плазмовий (іонізований) хвіст. До його складу входять іони C^+ , CH^+ , OH^+ , CO^+ , CN^+ , N_2^+ , H_2O^+ , CO_2^+ , а в безпосередній близькості від Сонця з'являється Ca^+ . По суті нейтралі коми, рухаючись в хвіст іонізуються в потоці сонячного електромагнітного та корпускулярного випромінювання. Плазмові хвости, звичайно, орієнтуються поблизу продовженого радіус-вектора Сонця, що вказує на дію на частинки великої сили відштовхування в цьому напрямку, яка на 2-3 порядки величини більша сили гравітаційного притягання Сонця і яка також значно перевищує можливу силу світлового тиску. Динаміка плазмових структур у хвостах I типу вказує на суттєву нерегулярність факторів, що відповідають за формування таких утворень: тонкі плазмові волокна, вузли, хмарини, розриви, хвильові утворення, вигини тощо. Звичайно, тут проявляє себе нестаціонарність самого процесу деградації кометного ядра, нестаціонарність іонізації кометних атомів та молекул у змінному полі сонячного ультрафіолету та рентгену. Проте, хвости I типу найбільш чутливі до варіацій параметрів сонячного вітру (швидкості, концентрації, напруженості магнітного поля).

Хвіст II типу, або пилово-газовий хвіст складається в основному з пилових частинок з типовими розмірами 1 мкм. Газова компонента відіграє вторинну роль. Хвіст сильно відхиляється від продовженого радіус-вектора, що вказує на значно менші відштовхувальні прискорення, ніж у хвостах I типу.

Отже, в спостережуваній структурі та динаміці голів і хвостів комет (особливо хвостів I типу) чітко проявляється вплив факторів геліосферного середовища, таких як:

- а) варіації потоку сонячного іонізуючого випромінювання;
- б) варіації швидкості та концентрації сонячного вітру;
- в) варіації напруженості геліосферного магнітного поля, що переноситься потоком сонячного вітру;
- г) проходження геліосферних ударних хвиль.

Виходячи з цього, комети часто використовуються як своєрідні природні зонди геліосферного середовища. Цей підхід заслуговує на увагу, що комети-зонди можуть у своєму русі досягати таких областей геліосфери, де космічні станції поки ще не працюють. Звичайно, потрібні адекватні моделі впливу геліосферних факторів на спостережувані особливості комет – розміри, яскравість та структуру коми, протяжність, яскравість, напрямок, спектр, структуру та динаміка хвостів тощо. На жаль, треба відзначити, що на сучасному етапі варто говорити в багатьох випадках скоріше про існування феноменологічного зв'язку геліосфери і кометних явищ, ніж про добре обґрунтовані фізичні моделі такого зв'язку. Приведемо деякі приклади.

2. Варіації блиску комет відомі давно. Відомо також, що серед них є такі, які впевнено можна зв'язати з проявами сонячної активності або з відповідними реконструкціями в геліосфері, які теж здебільшого мають сонячне походження. Якщо амплітуда спорадичного збільшення блиску комети $\Delta m \geq 1.0^m$, то такі явища називають спалахами комет. Їх тривалість може досягати кількох десятків діб.

Варіації параметрів сонячного вітру в околицях Землі досить чітко проявляються у змінах планетарного геомагнітного індексу (K_p).

Іншими словами, K_p може служити і досить надійним індексом сонячного вітру. Тому для ідентифікації зв'язку блиску комет з активністю сонячного вітру часто зіставляють ряди спостережень блиску комет із рядами K_p індексів. Звичайно, при цьому вводяться необхідні редукції за різне положення Землі та комети під час спостережень. Приклад такого зіставлення наведено на рис.12.1. Геомагнітна активність тут представлена міжнародною магнітною характеристикою C_i . Найвища корельованість таких рядів має місце в періоди, коли комета рухається в площині екліптики (коефіцієнт кореляції досягає 0.8-0.9) та на вітці спаду 11-літнього циклу сонячної активності.

Виходячи зі зв'язку, блиск комети – сонячна активність, яка, зрозуміло, забезпечується через геліосферне середовище, можна використати кометні спостереження для зондування геліосфери. Зокрема такий підхід може бути плідним при вивченні тих областей геліосфери, які ще неосвоєні або мало вивчені іншими методами (прямі вимірювання, радіопросвічування тощо). На рис.12.2, 12.3, 12.4 наведено отримані зі спостережень залежності варіацій блиску комет

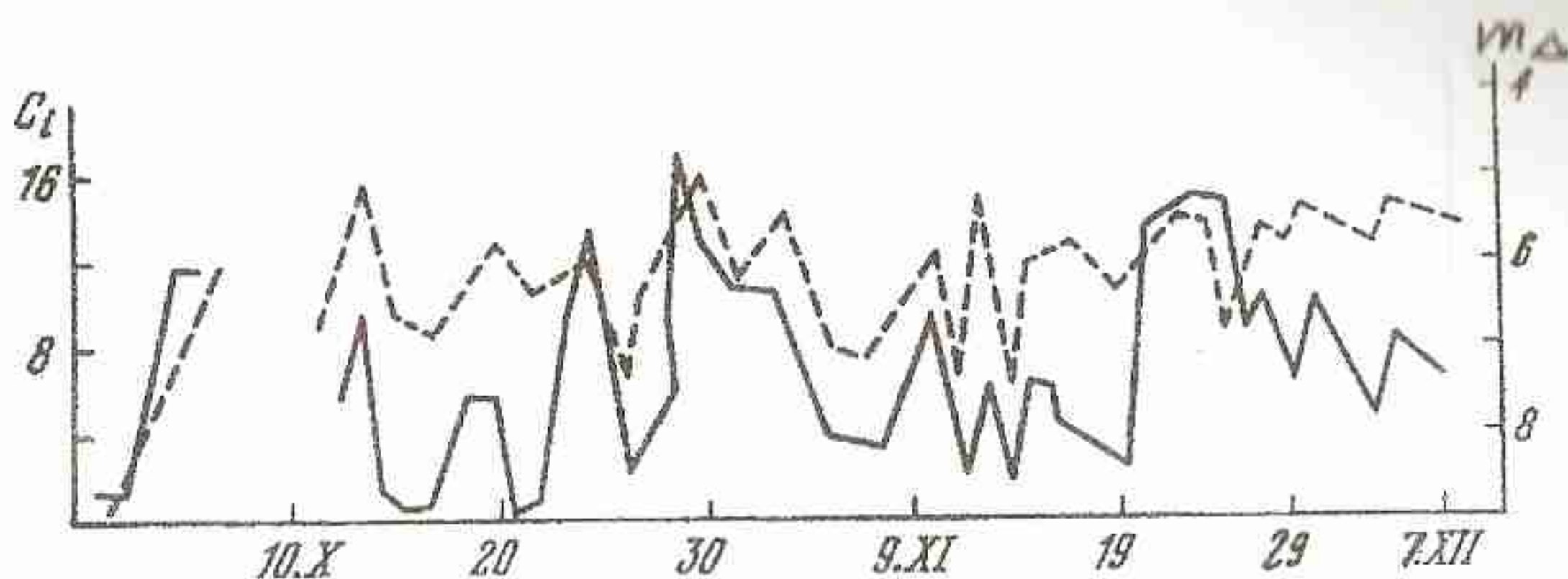


Рис. 12.1. Коливання блиску комети Морхауза 1908 III (пунктир) та добових міжнародних магнітних характеристик C_i (суцільна лінія); m_Δ - інтегральний блиск комети, приведений до геоцентричної відстані 1 а.о. [19].

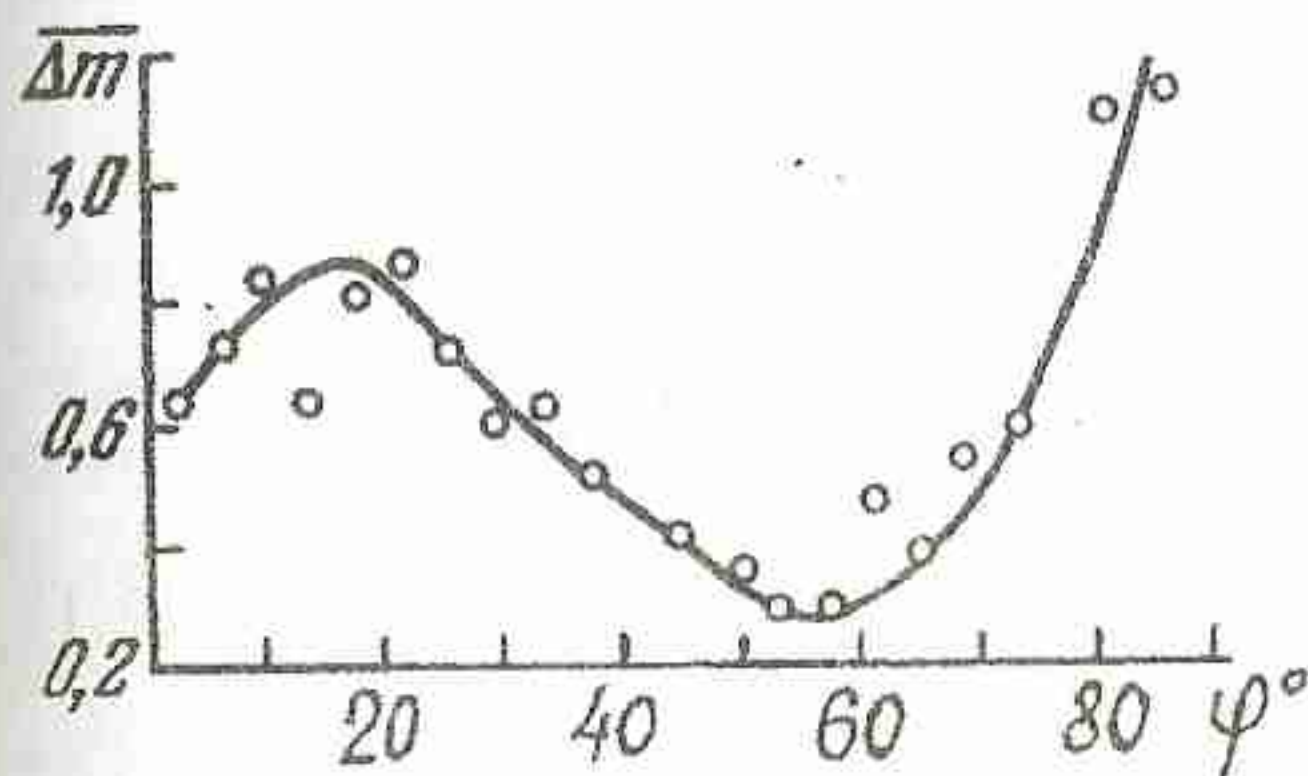


Рис. 12.2. Залежність середньої амплітуди вірацій блиску комет від їх геліошироти. [19].

від геліографічної широти, геліоцентричної відстані та швидкості сонячного вітру. Криві носять регулярний характер і, без сумніву, ілюструють зміни геліосферних параметрів. Проте, слід сказати, що здебільшого відсутні надійні моделі зв'язку варіацій блиску комет із характеристиками геліосфери. Переважають статистичні співставлення.

3. Орієнтація кометних хвостів та швидкість сонячного вітру. Нами вже було звернуто увагу на "чутливість" хвостів I типу до напрямку та швидкості сонячного вітру. Розглянемо рис.12.5. На ньому $\vec{r}$ та $\vec{k}$ - вектори, що вказують напрямки продовженого радіуса Сонця та плазмового хвоста комети K, ε - кут між цими напрямками в просторі, $\vec{v}_k$ - орбітальна швидкість комети, $\vec{v}_{sw}$ - швидкість сонячного вітру (в спрощеній моделі приймемо $\vec{v}_{sw} \parallel \vec{r}$). За умови, що плазма хвоста комети переноситься зі швидкістю сонячного вітру $(\vec{v}_{sw} - \vec{v}_k) \parallel \vec{k}$

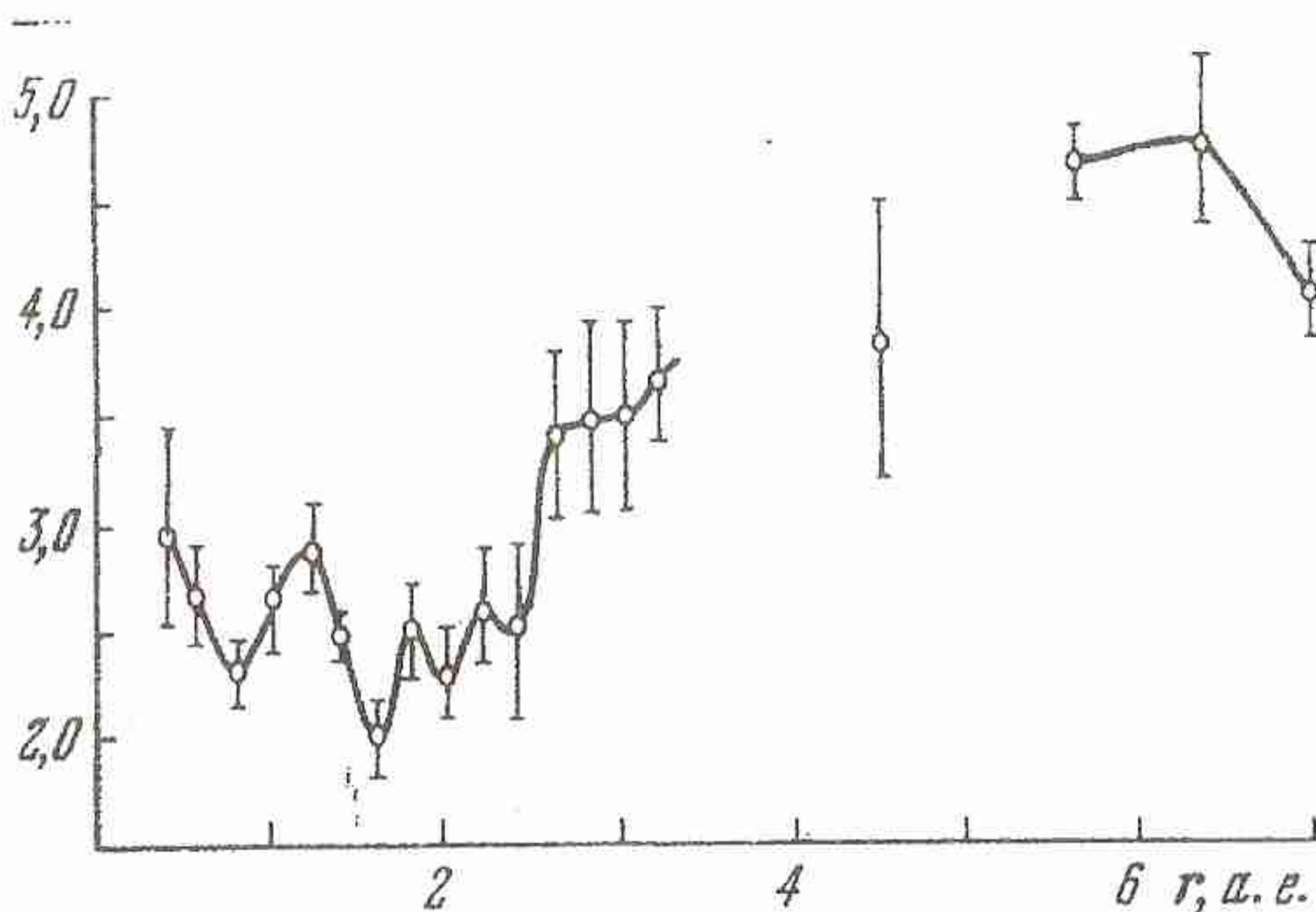


Рис. 12.3. Залежність середніх амплітуд спалахів комет Δm від геліоцентричної відстані r . [19].

$$i \quad \lg(\varepsilon) = \frac{|\vec{v}_{SW} \times (\vec{v}_{SW} - \vec{v}_k)|}{\vec{v}_{SW} \cdot (\vec{v}_{SW} - \vec{v}_k)} = \frac{v_k \sin \alpha}{v_{SW} - v_k \cos \alpha}, \quad (12.1)$$

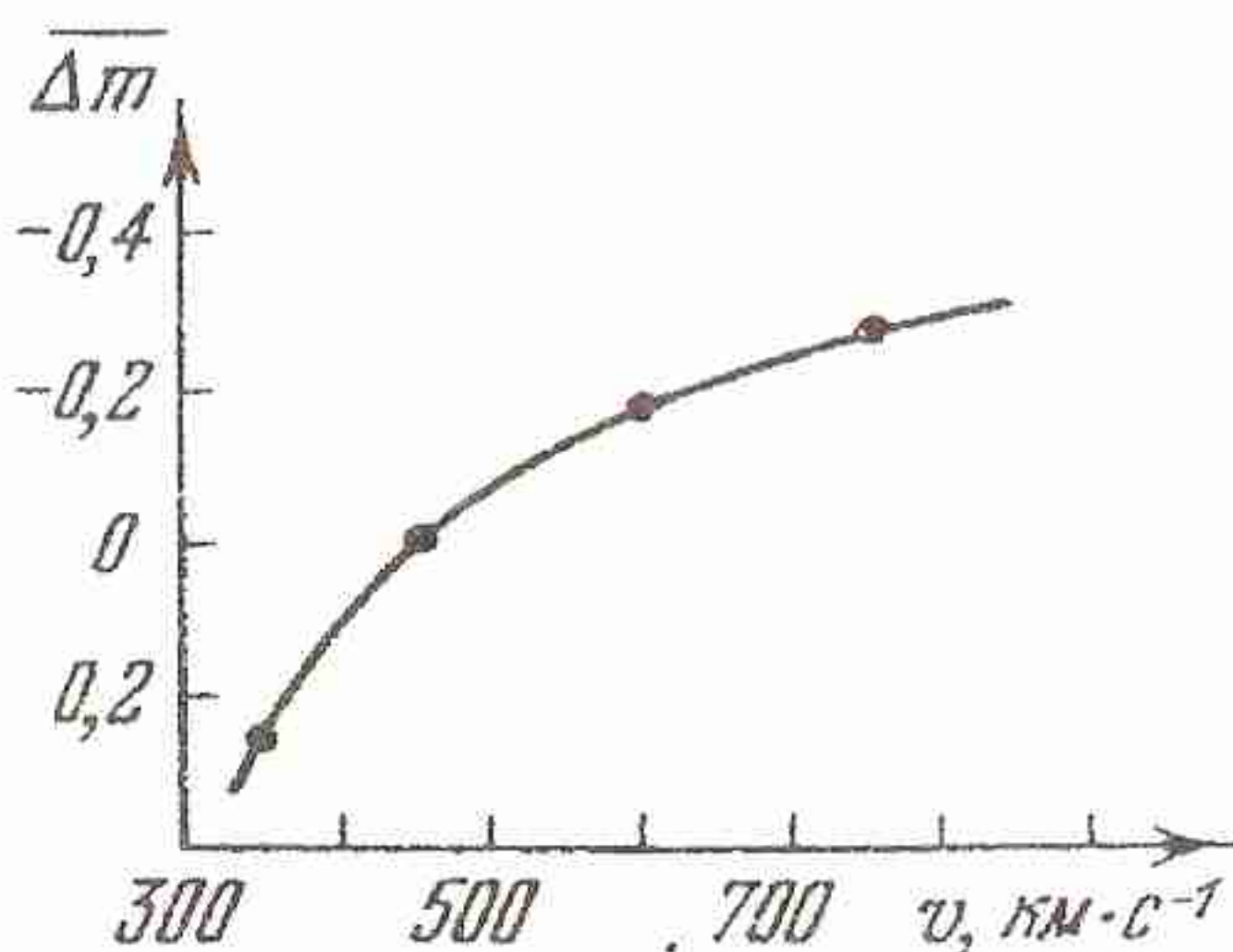
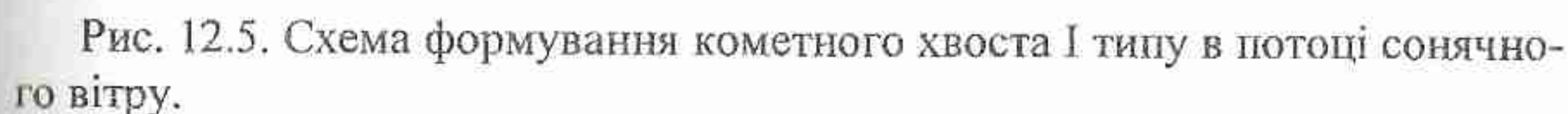


Рис. 12.4. Залежність середніх амплітуд варіацій блиску комет від швидкості сонячного вітру. [19].

де α — кут між $\vec{r}$ та $\vec{v}_k$. Із спостережень визначаються v_k, α, ε , а із (12.1) — v_{SW} . Звичайно, точність такого методу визначення швидкості сонячного вітру v_{SW} залежить не лише від похибок вихідних спостережених величин, а й



від міри коректності допущень, що використовуються, таких, наприклад, як радіальність розширення сонячного вітру або повне захоплення плазми кометного хвоста потоком сонячного вітру (швидкість радіального виносу плазми хвоста така ж, як і швидкість сонячного вітру).

На рис.12.6 наведено залежності швидкості сонячного вітру від геліографічної широти, одержані вищеописаним методом.

4. Загальна картина взаємодії комет із сонячним вітром. Сучасні уявлення про характер взаємодії комети з потоком сонячного вітру та про структурні особливості навколокометної області наведено, спираючись на рис.12.7. У процесі надзвукового обтікання голови комети потоком сонячного вітру формується зовнішня ударна хвиля. За фронтом ударної хвилі (ближче до кометного ядра) виникає широка перехідна, значною мірою турбулізована область, де плазма сонячного вітру обтікає кометну іоносферу вже у дозвуковому режимі. Вморожене магнітне поле сонячного вітру в перехідній області також втрачає свою відносну регулярність: з одного боку воно турбулізується разом із турбулізацією плазми, а з другого – деформується в процесі обтікання, набуваючи обриси наведеної магнітосфери комети. Поверхня тангенціального розриву (або іонопауза), що лежить в основі перехідного шару відокремлює область кометної іоносфери (або плазмосфери), вільну від міжпланетного магнітного поля, від плазми сонячного вітру в перехідному шарі. Звичайно, деформація попере-

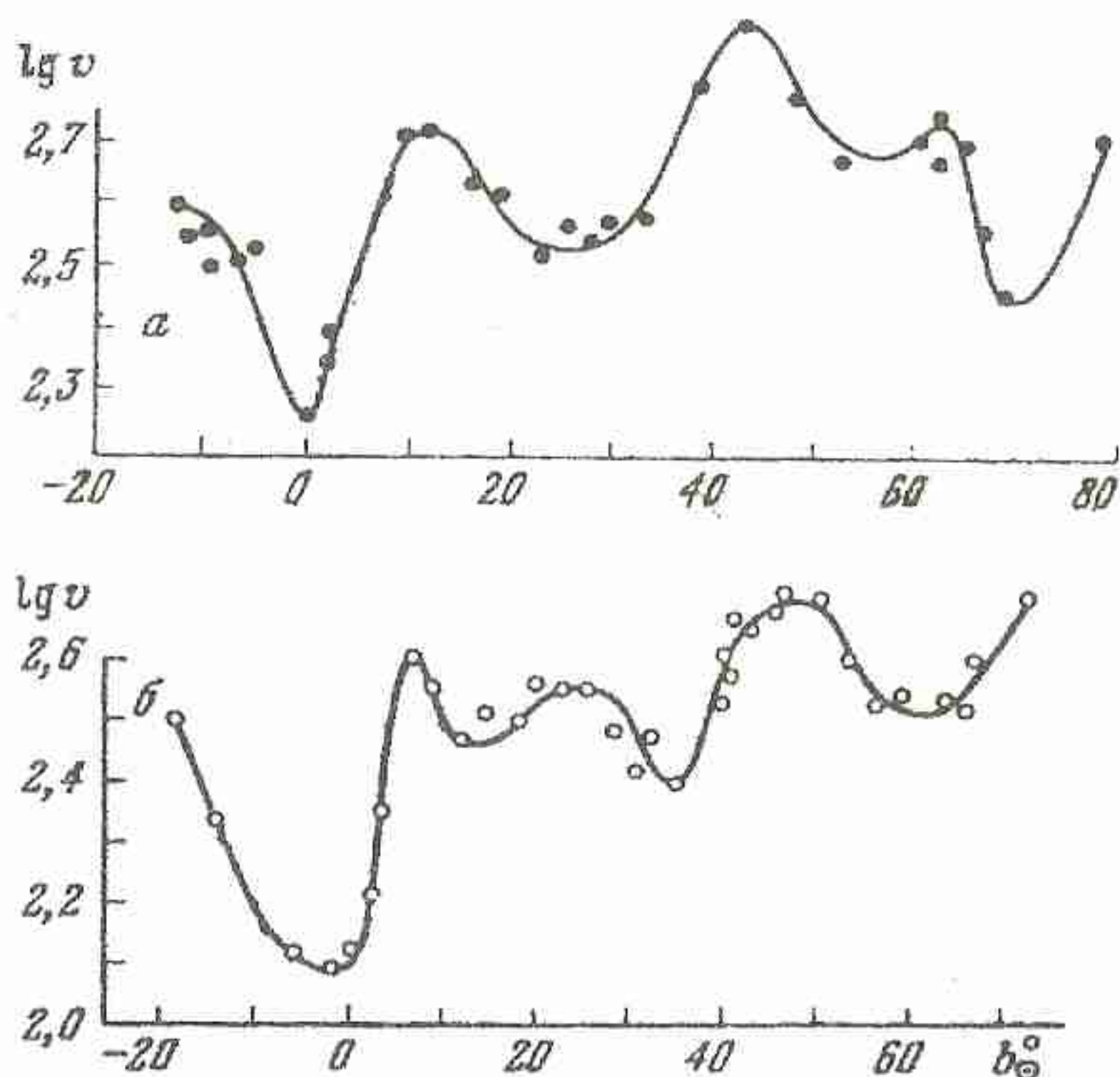


Рис. 12.6. Залежність швидкості сонячного вітру від геліошироти, визначена із спостережень відхилення хвостів І-го типу від продовженого радіус-вектора Сонця: *a* - епоха мінімуму, *б* - епоха максимуму сонячної активності. [20].

днього незбуреного магнітного поля сонячного вітру в околицях комети і формування магнітної структури, яку ми називаємо наведеною магнітосферою комети, пов'язане з генерацією в процесі взаємодії сонячний вітер – іоносфера комети відповідної системи струмів.

Внутрішня ударна хвиля може виникати при надзвуковому русі потоку нейтральних частинок від кометного ядра через кометну іоносферу.

Масивні кометні нейтралі, принаймні деяка їх частина, можуть проникати через іонопаузу в перехідну область і, навіть, в область сонячного вітру перед зовнішньою ударною хвилею. Вступаючи там у реакції перезарядки з легкими іонами сонячного вітру, вони обумовлюють деяке "забруднення" його важкими кометними іонами. В підсумку такий процес, пов'язаний із передачею імпульсу, призводить до сповільнення сонячного вітру. В принципі, якщо таке "забруднення" і викликане ним зменшення швидкості сонячного вітру

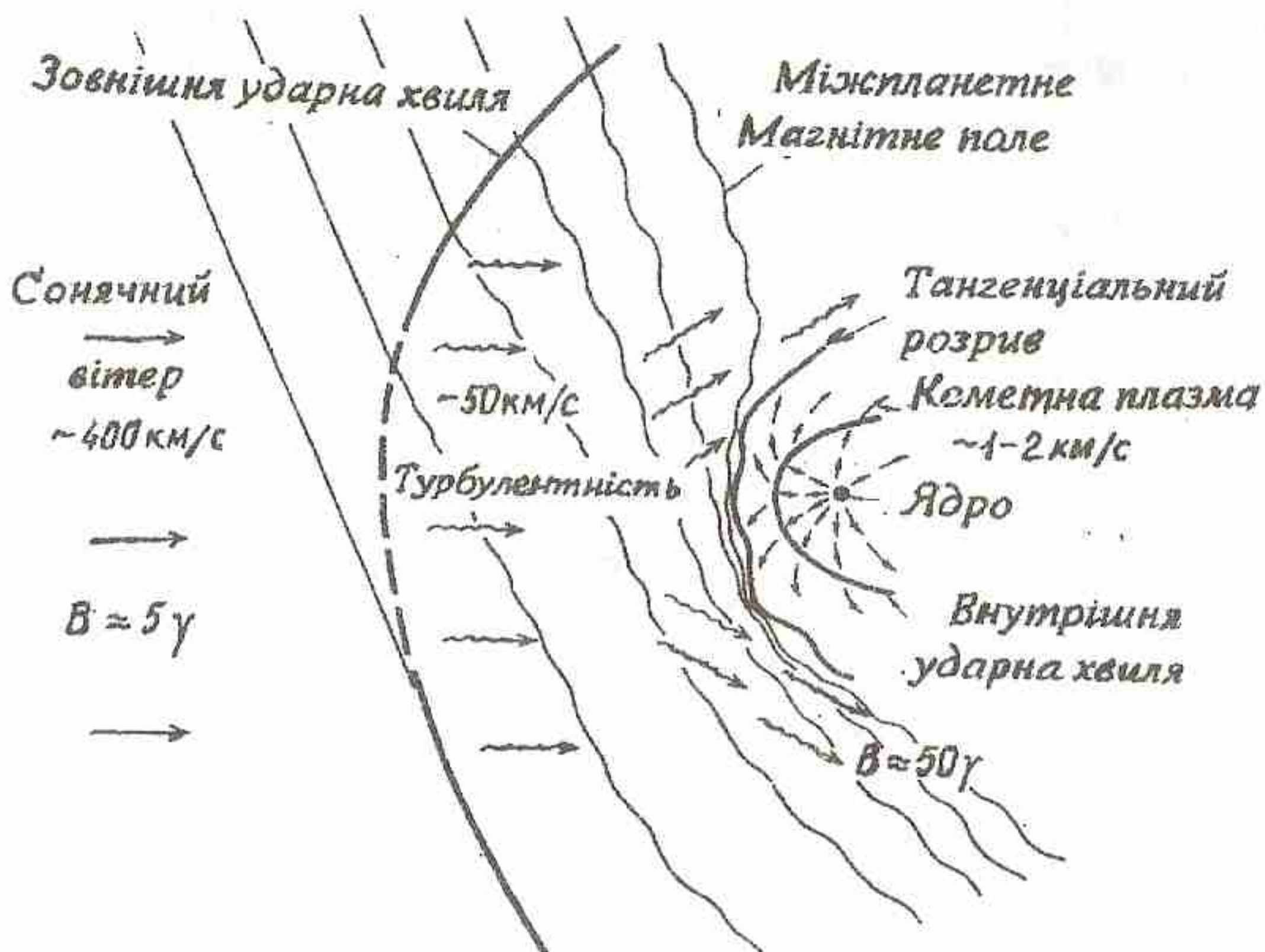


Рис. 12.7. Схема взаємодії комети з сонячним вітром. [21].

починає проявлятися на значних відстанях від голови комети, не виключається ситуація, коли зовнішня ударна хвиля взагалі не виникає. Проте, детальні розрахунки показують малу ймовірність таких ситуацій. Все ж "навантаження" сонячного вітру масивними кометними іонами на підступах до кометної голови обумовлює суттєве ослаблення зовнішньої ударної хвилі (до рівня $M \sim 2$).

Одна із моделей розподілу електронної концентрації вздовж лінії Сонця — комета для комети Галлея на геліоцентричній відстані 1.53 а.о. наведена на рис.12.8. Зрозуміло, що така модель не може бути універсальною, оскільки параметри кометної атмосфери суттєво залежать від геліоцентричної відстані; залежать від неї і параметри сонячного вітру. Крім того, на заданій геліоцентричній відстані ці параметри можуть змінюватися в широких межах: зміни структури ядра у процесі випаровування, ефекти обертання ядра, варіації потоку сонячного електромагнітного ви-

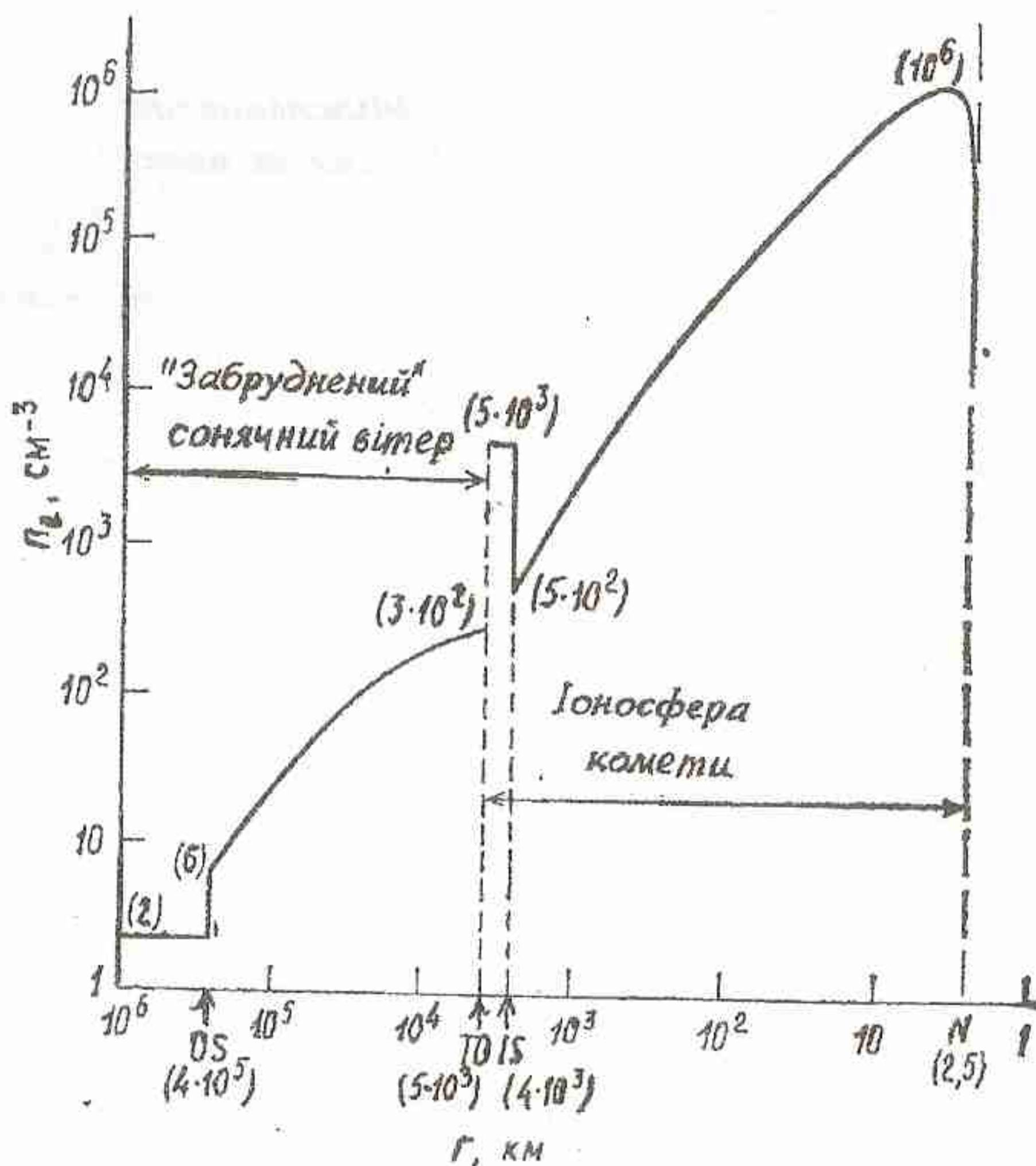


Рис. 12.8. Розподіл електронної концентрації вздовж продовження радіус-вектора Сонця для комети Галлея при $r=1.53$ а.о.: OS – зовнішня ударна хвиля, TD – тангенціальний розрив, IS – внутрішня ударна хвиля. [21].

промінювання, варіації в потоці сонячних корпускул, міжпланетні ударні хвилі, проходження високошвидкісних потоків сонячного вітру, варіації структури міжпланетного магнітного поля, зокрема, проходження секторних границь і, так званих, "магнітних хмар" тощо. Власне кажучи, на цьому і ґрунтується використання кометних спостережень для індикації умов у геліосфері.

Звичайно, відгук комети на стан і зміни в геліосфері повинен мати спостережуваний характер. Ми вже говорили про варіації блиску комет, зміни орієнтації їх плазмових хвостів. Існує спрощена модель, що

описує зміни розмірів і форми голови комети при попаданні її у високошвидкісний потік сонячного вітру. Проходження ударних хвиль, секторних границь, магнітних хмар викликає різні зміни у плазмових хвостах комет, аж до їх відриву, що і використовується для ототожнювання таких геліосферних структур із кометних спостережень. Розглядаються також питання взаємодії сонячного вітру та потоку сонячного ультрафіолету безпосередньо з поверхнею кометного ядра, що має місце на геліоцентричних відстанях $r > 4$ а.о., де потужність кометної іоносфери спадає. Зокрема показано, що у процесі такої взаємодії виникають значні електростатичні заряди на поверхні ядра, які можуть обумовити викидання кометного пилу в геліосферу.

13. ПИЛ У ГЕЛІОСФЕРІ

1. Основні методи визначення характеристик геліосферного пилу:

- а) спостереження зодіакального світіння, природа якого пов'язана з розсіянням сонячного світла на міжпланетних пилинках;
- б) спостереження фраунгоферової компоненти сонячної корони (F-корони Сонця), природа якої аналогічна;
- в) прямі вимірювання в геліосфері датчиками, розміщеними на космічних платформах;
- г) збирання та аналіз космічного пилу в атмосфері, на ґрунті, в донних відкладеннях морів та океанів, у полярних кригах;
- д) фізико-математичне моделювання.

2. Зодіакальне світло. Геліосферні пилинки (метеороїди), розсіюючи сонячне проміння, створюють явище зодіакального світла. Вивчення зодіакального світла є основним джерелом інформації про великомасштабні властивості міжпланетного пилу. Більше 300 років тому в 1683 р. Ж.Кассіні вперше спостерігаючи світіння неба, що проходило через зодіакальні сузір'я, вірно вказав, що воно має космічне (а не, скажімо, атмосферне) походження. Подальші спостереження цього феномена підтвердили його зодіакальну локалізацію. Світіння було названо зодіакальним світлом.

Слід зазначити, що "зодіакальне тяжіння" зодіакального світла зовсім не означає, що пилові частинки в геліосфері зосереджені тільки поблизу площини екліптики. Звичайно, значна концентрація

пилу поблизу екліптики має місце, проте, пилова матерія присутня і в інших областях геліосфери, а вимірювання показують, що розсіяне міжпланетними пилинками світло Сонця приходить до земного спостерігача з усіх ділянок нічного неба.

Ван-де-Хюлсту та Аллену належать перші спостереження зодіакального світла з метою одержати дані про характеристики міжпланетного пилу (1946 р.). Такі спостереження були потім продовжені й іншими вченими. На рис.13.1 наведено залежність поверхневої яскравості зодіакального світла та його поляризації у площині екліптики від кутової відстані від Сонця (ϵ). Яскравість подано в одиницях S_{10} , які широко використовуються в астрономії. За визначенням величина S_{10} дає число зір десятої зоряної величини, які у візуальній

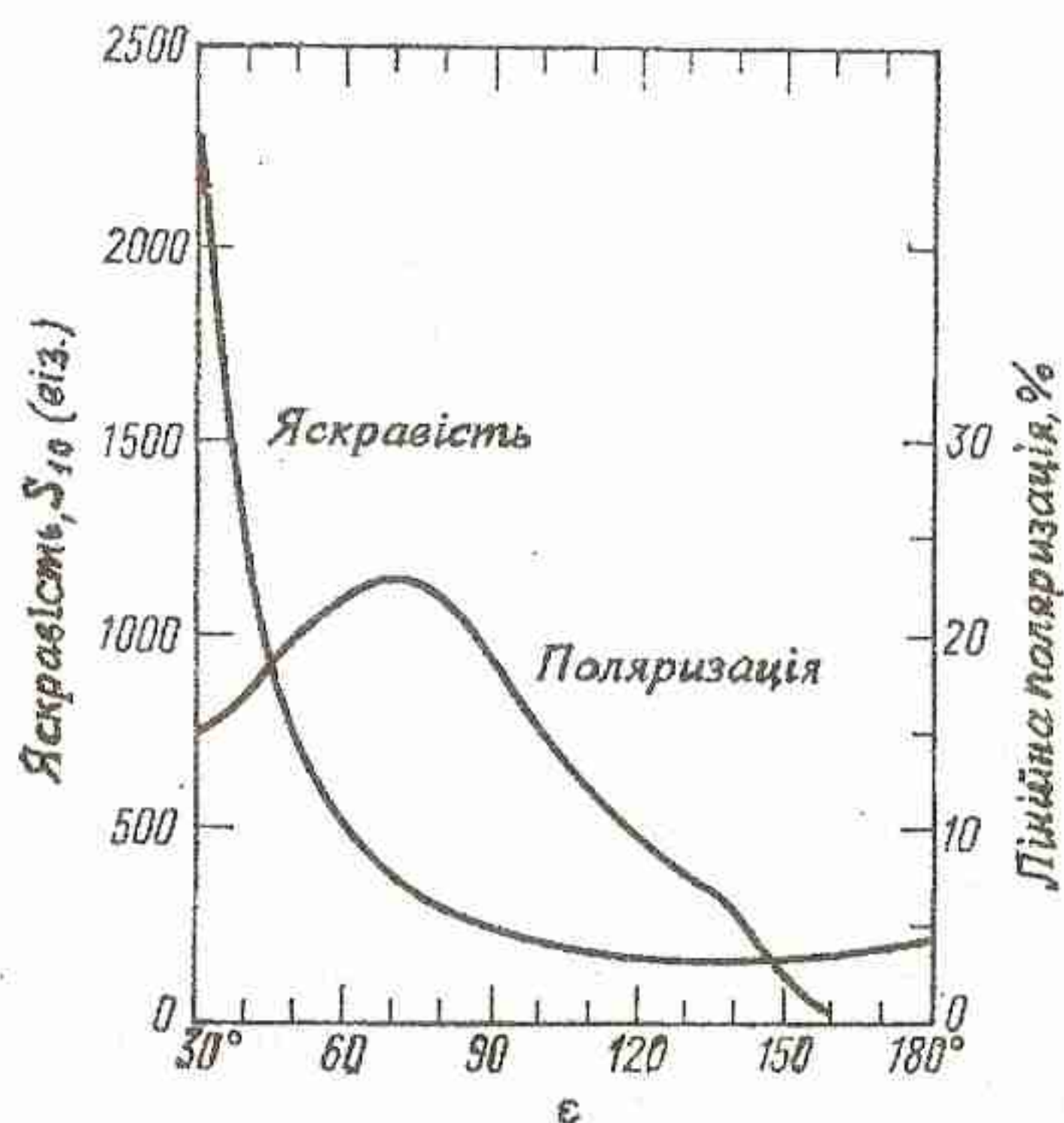


Рис. 13.1. Яскравість та лінійна поляризація зодіакального світла у площині екліптики залежно від елонгації ϵ [22].

гача (Землі) та Сонця. Спостереження зодіакального світла ведеться у напрямі x , що задається кутом ϵ . Виділимо елементарний циліндр

області спектру дають такий же потік у тілесному куті в один стереадіан, що і один квадратний градус зодіакального світла. В енергетичних одиницях S_{10} (vиз) = 1 відповідає потоку $B_{\lambda} = 1.31 \cdot 10^{-9} \text{ ерг/см}^2 \text{ср } \text{\AA}$ в околиці $5300 \text{ \AA}$. Питома (спектральна) яскравість для інших довжин хвиль може бути розрахована виходячи з наведеного значення та з відносних спостережень зодіакального світла.

На рис.13.2 E та S — положення спостерігача (Землі) та Сонця.

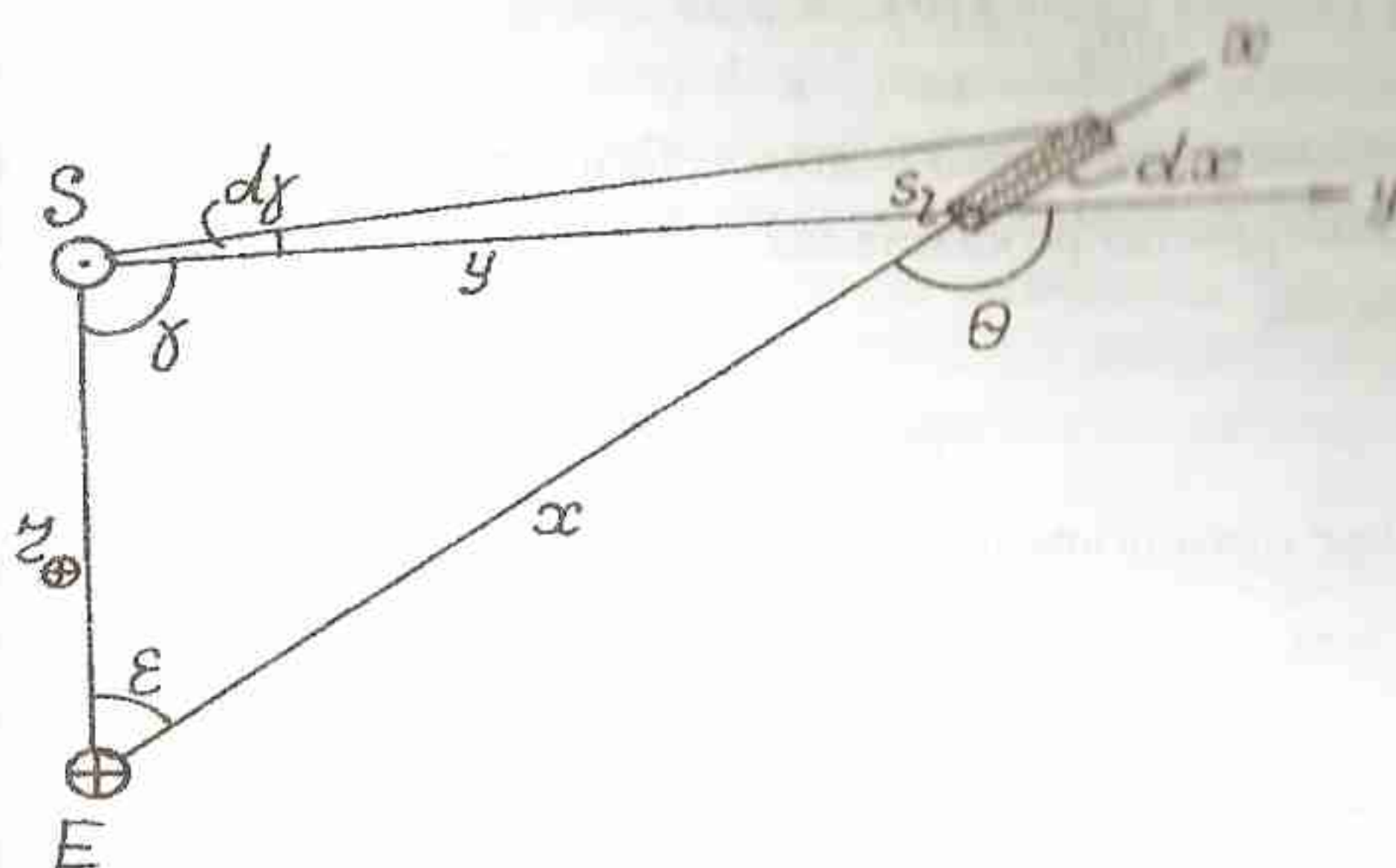


Рис. 13.2. До розрахунку яскравості зодіакального світла.

уздовж x висотою dx і площею перерізу s ; y – відстань виділеного циліндра від Сонця. Об'єм такого циліндра $dV = sdx$.

Освітленість на відстані y від Сонця, очевидно, буде:

$$E_y = E_E \left(\frac{r_{\oplus}}{y} \right)^2, \quad (13.1)$$

де E_E – освітленість на орбіті Землі (сонячна стала), $r_{\oplus}$ – геліоцентрична відстань Землі (1 а.о.).

Потік сонячного випромінювання, який перехвачують пилові частинки, що зосереджуються у вибраному елементарному об'ємі:

$$dF_y = E_y S_r dN_r, \quad (13.2)$$

де

$$dN_r = n dV = s n dx, \quad (13.3)$$

тобто, кількість пилинок в об'ємі dV (n – їх концентрація), а S_r – середня площа поперечного перерізу пилинок.

Поверхнева яскравість елемента dV в напрямі, що визначається кутом розсіювання θ , буде:

$$dB_\theta = \frac{f(\theta)}{4\pi} \cdot \frac{dF_y}{s}, \quad (13.4)$$

де $f(\theta)$ – індикатриса розсіювання – безрозмірна функція θ , яка пов'язана з імовірністю розсіювання в напрямі θ у межах тілесного кута $d\omega$ виразом

$$dp_\theta = \frac{f(\theta)}{4\pi} d\omega,$$

і, очевидно, має бути нормована так, щоб

$$\int_{4\pi} \frac{f(\theta)}{4\pi} d\omega = 1.$$

Із рис.13. 2:

$$\frac{y}{\sin \varepsilon} = \frac{r_\oplus}{\sin \theta} \rightarrow y = \frac{\sin \varepsilon}{\sin \theta} r_\oplus; \quad (13.5)$$

$$\frac{y d\gamma}{dx} = \sin \theta, \gamma = \theta - \varepsilon, d\gamma = d\theta;$$

Отже:
$$dx = \frac{y d\theta}{\sin \theta} = \frac{\sin \varepsilon}{\sin^2 \theta} r_\oplus d\theta. \quad (13.6)$$

Введемо в (13.4) співвідношення (13.1, 13.2, 13.3, 13.5, 13.6):

$$dB_\theta = \frac{E_E n S_r}{\sin \varepsilon} \cdot \frac{f(\theta)}{4\pi} \cdot r_\oplus d\theta. \quad (13.7)$$

Поверхнева яскравість зодіакального світла при спостереженні з Землі під кутом ε :

$$B(\varepsilon) = \int_x dB_\theta = \frac{E_E}{\sin \varepsilon} \int_\varepsilon^\pi \frac{n S_r f(\theta)}{4\pi} r_\oplus d\theta. \quad (13.8)$$

Знаючи, або постулюючи S_r та $f(\theta)$, можна оцінити середню концентрацію пилу на промені $x = 0 \div \infty$, використавши в інтегралі справа у (13.8) узагальнену теорему про середнє:

$$\bar{n}(\varepsilon) = \frac{4\pi B(\varepsilon) \sin \varepsilon}{E_E r_\oplus \int_\varepsilon^\pi S_r f(\theta) d\theta}. \quad (13.9)$$

Конкретизація моделі дозволяє з (13.8) визначити $n(y)$.

3. F-корона Сонця. F – складова сонячної корони (фраунгоуфрова корона) виникає у результаті розсіювання сонячного випромінювання на пилових частинках, що знаходяться між Землею та Сонцем. Іншими словами, це пиловий ореол Сонця, а виходячи із спорідненості походження, F-корону часто називають "внутрішнім зодіакальним світлом". Ван де Хюлст (1947 р.) вперше звернув увагу на те, що наземні спостереження зодіакального світла, які звичайно можливі лише при досить значних елонгаціях ($\varepsilon > 30^\circ$), можна екстраполювати на менші елонгації ε і зшити зі спостереженнями пилової F-компоненти сонячної корони. Він виконав такі зшивання за допомогою емпіричної залежності

$$\lg B(\varepsilon) = C - 2.4 \lg \varepsilon, \quad (13.10)$$

де C – константа, що визначається одиницями вимірювання B та ε . Подальші спостереження зовнішньої F-корони та зодіакального світла мало змінили цю залежність. Так Роч (1972р.) дає її в такому вигляді (див. рис.13.3):

$$\lg B(\varepsilon) = 6.729 - 2.261 \lg \varepsilon, \quad (13.11)$$

де $[B] = S_{10}$ (віз), а $[\varepsilon] = \text{град.}$

4. Розподіл поверхневої яскравості зодіакального світла в перерізах, перпендикулярних екліптиці на різних елонгаціях наведено на рис.13.4. Із рис.13.4, (а також із рис.13.1 та 13.3) можна помітити зростання яскравості зодіакального світіння в антисонячній області неба ($\varepsilon \sim 180^\circ$). Це так зване протисяйво. При спостереженнях контраст протисяйва з фоновим світінням неба досягає 10%, а якщо виключити інші складові фону, крім зодіакального світла (маємо на увазі, серед інших, зоряну та атмосферну складові), то ця цифра зростає до 20%. На рис.13.5 наведено картину ізофот протисяйва. Видно, що воно має квазіовальну форму з розмірами $\sim 40^\circ \times 10^\circ$ на рівні ізофоти $0.8V_{\text{max}}$, де $V_{\text{max}} = 205 S_{10}(\text{віз})$ – яскравість в антисонячній точці. Принаймні частково протисяйво пояснюється формою індикатрисы розсіювання на дрібних пилових частинках $f(\theta)$, яка має не лише високий максимум при $\theta = 0^\circ$, але і вторинний невисокий максимум при $\theta = 180^\circ$. Проте значні варіації протисяйва мабуть вказують на суттєвий внесок у його яскравість і динаміку випромінювання, що йде із області витягнутого в антисонячному напрямі хвоста земної магнітосфери.

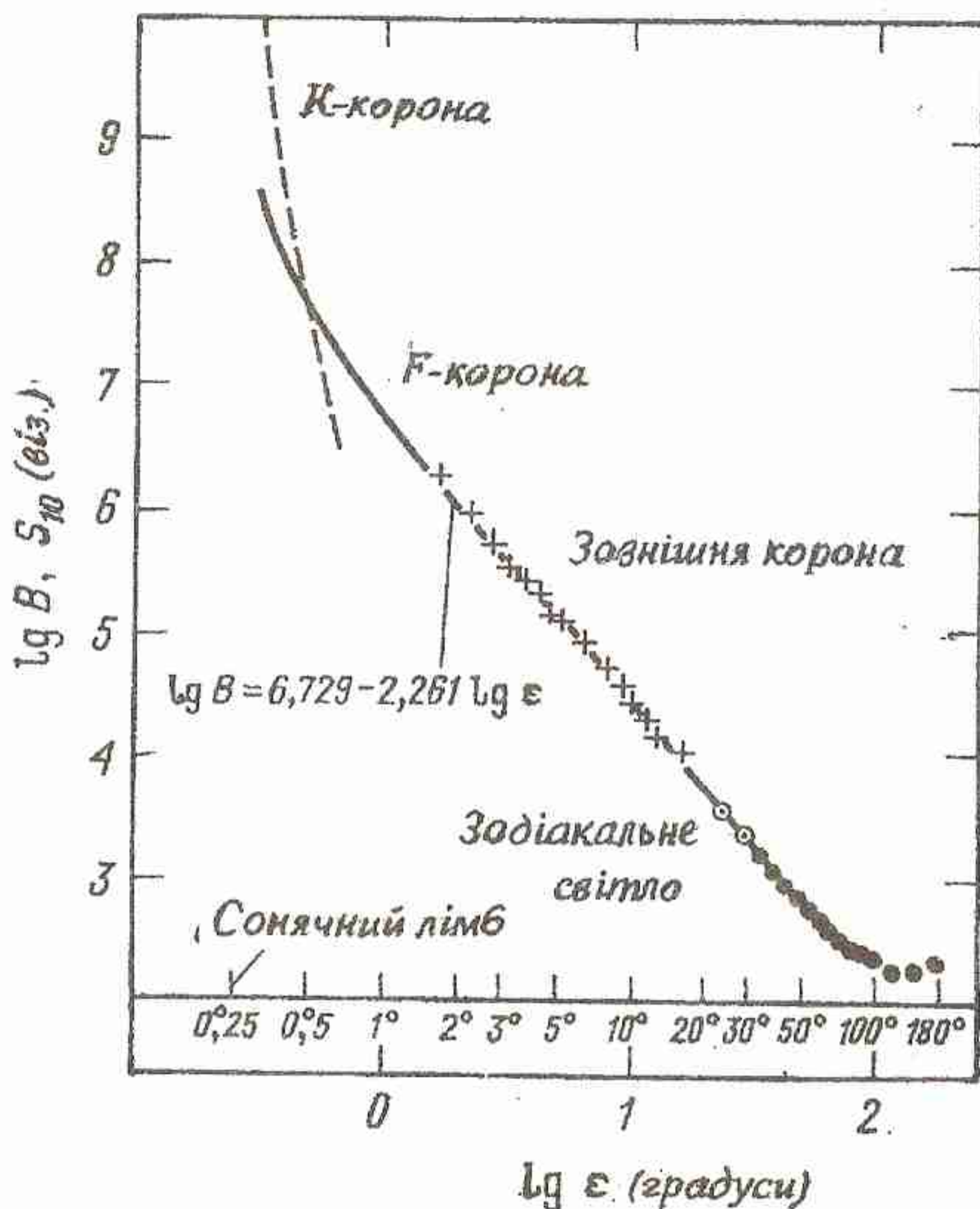


Рис. 13.3. Залежність яскравості сонячної корони та зодіакального світла на екліптиці від елонгації ϵ : К-корона (- -); F-корона (-), ван де Хюлст; зовнішня корона (+), Блекуелл; зодіакальне світло (o), Інгхем із літака; зодіакальне світло (•) за наземними вимірами [22].

5. Деякі результати зборів мікрометеоритних частинок (мікрометеоритів) на Землі та в навколоземному просторі. Пилові частинки з $a \leq 10^{-2}$ см при вторгненні в земну атмосферу встигають втратити свою космічну швидкість ще до того, як починається їх інтенсивне випаровування. Явища метеора вони не створюють, а залишаються в атмосфері у вигляді аерозолі і поступово випадають на земну поверхню. Їх називають мікрометеоритами Уіпла, або просто

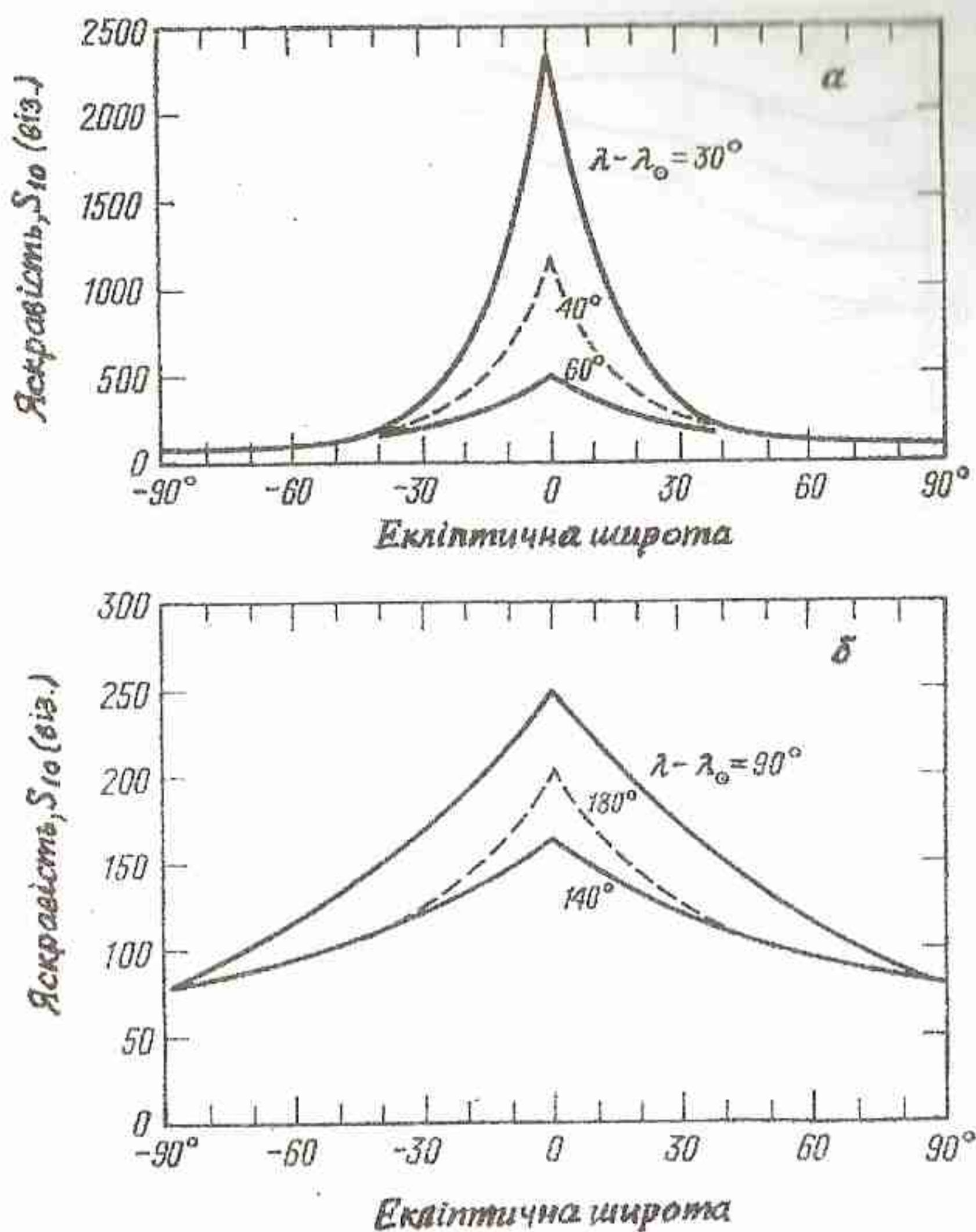


Рис. 13.4. Поперечні фотометричні перерізи зодіакального світла на різних кутових відстанях від Сонця ($\lambda - \lambda_\odot$). Невелике збільшення яскравості в площині екліптики на інтервалі $\lambda - \lambda_\odot = 140^\circ \div 180^\circ$ обумовлене протисяйвом. [22].

мікрометеоритами. Хімічний аналіз таких пилинок дозволяє відділити їх від аналогічних частинок земного походження.

Для вивчення мікрометеоритів у земних умовах використовуються такі методи:

- а) аналіз осадів розтопленого снігу та криги в пустельних місцях Арктики та Антарктики дає інтенсивність випадання ~ 6000 т/добу;
- б) аналізи пилових опадів на липкій поверхні в різних, краще гірських, місцях Землі дає інтенсивність ~ 150 т/добу;

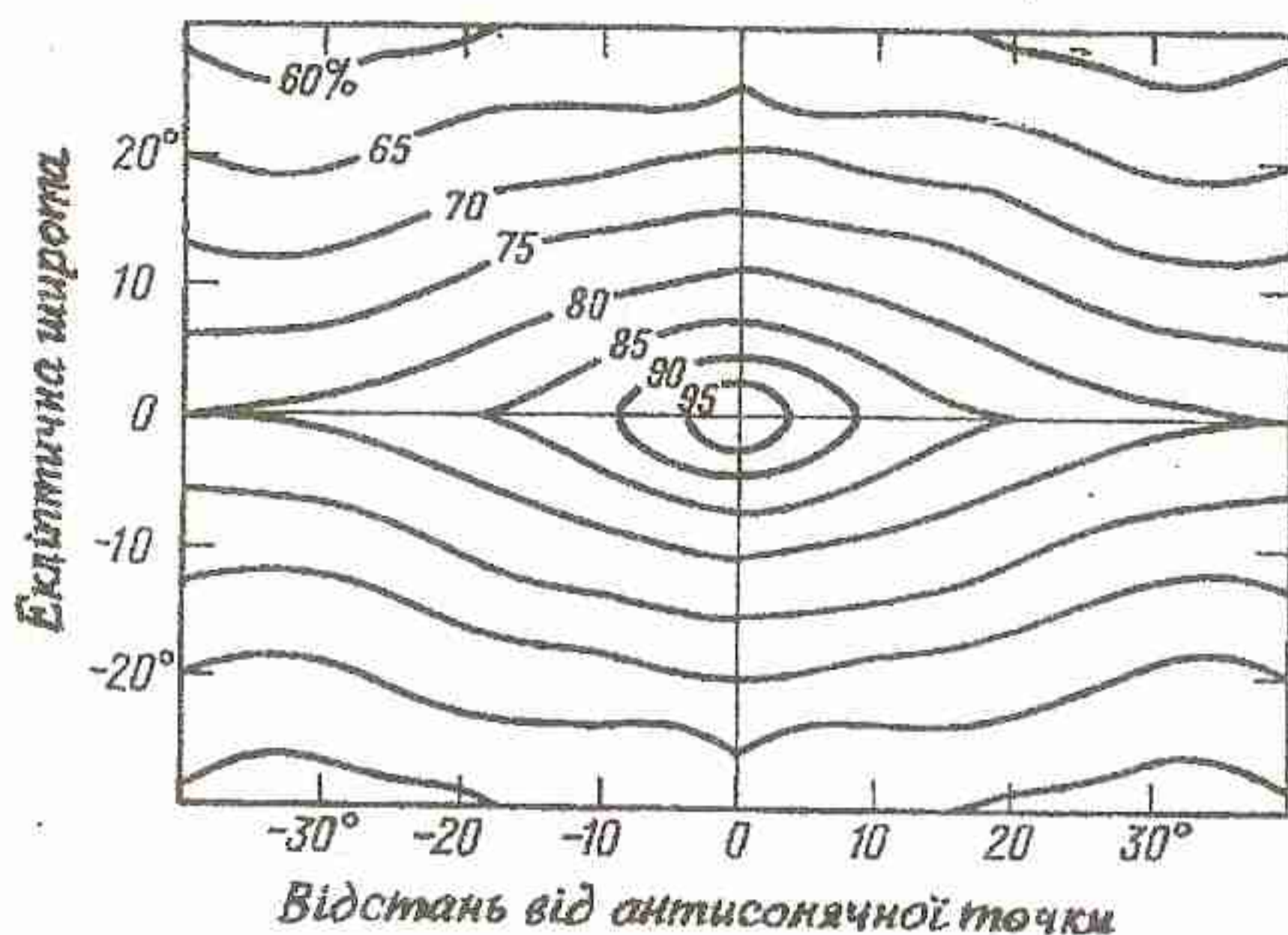


Рис. 13.5. Ізофоти протисяйва у відносних одиницях — процентах від яскравості в протисонячній точці ($205S_{10}$ (віз)) [22].

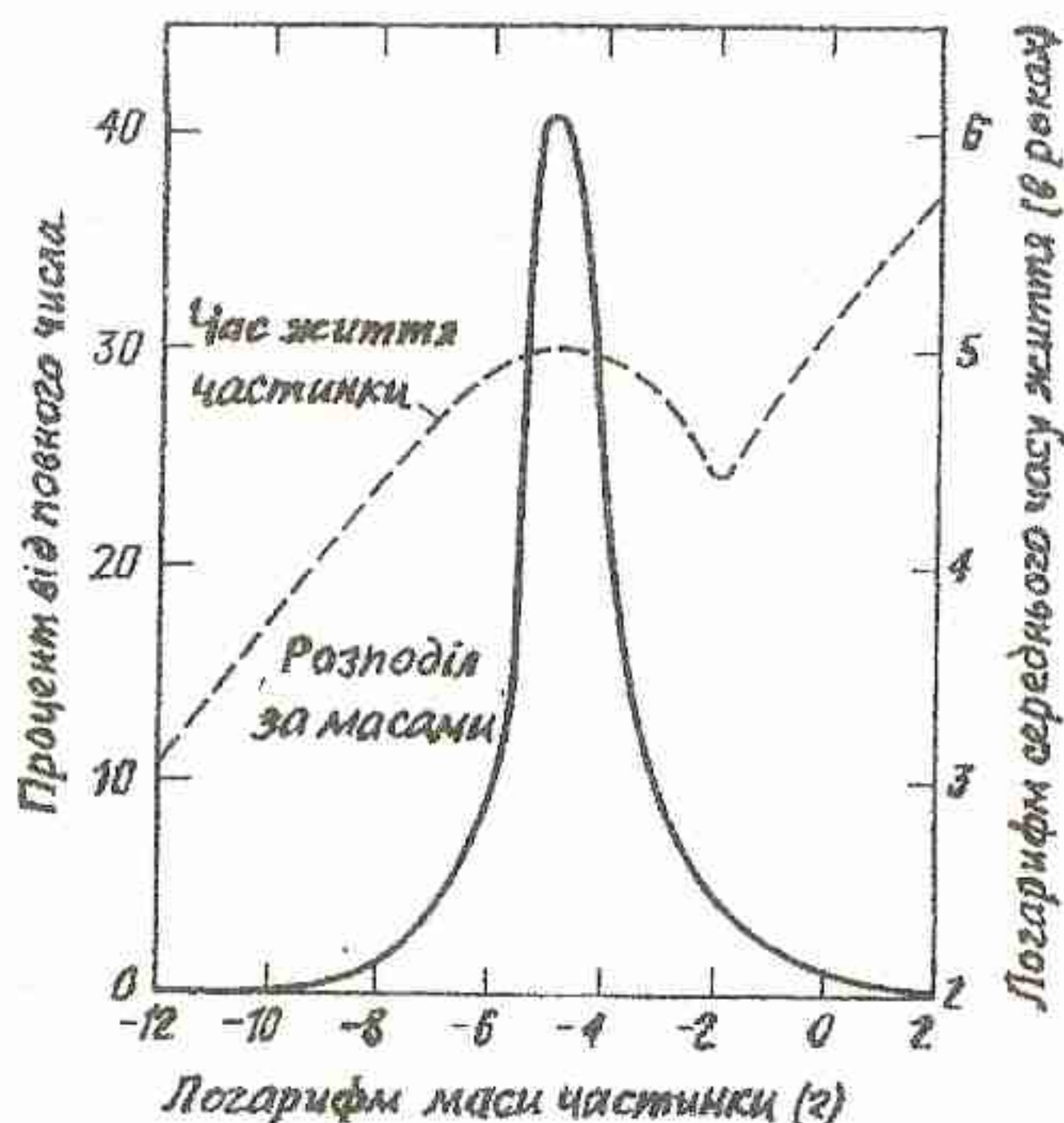


Рис. 13.6. Розподіл зодіакальних частинок за масами та час їхнього життя. [23].

в) аналіз осадів на дні океанів дає $\sim 1000 - 5000$ т/добу;

г) акустична реєстрація ударів мікрометеоритів на ракетах та штучних супутниках Землі. Діапазон реєстрованих мас $10^{-10} \div 10^{-6}$ г. Різні підрахунки за цими спостереженнями дають кількість випадання на Землю $\sim 10^3 - 10^5$ т/добу, а просторова густина на супутникових

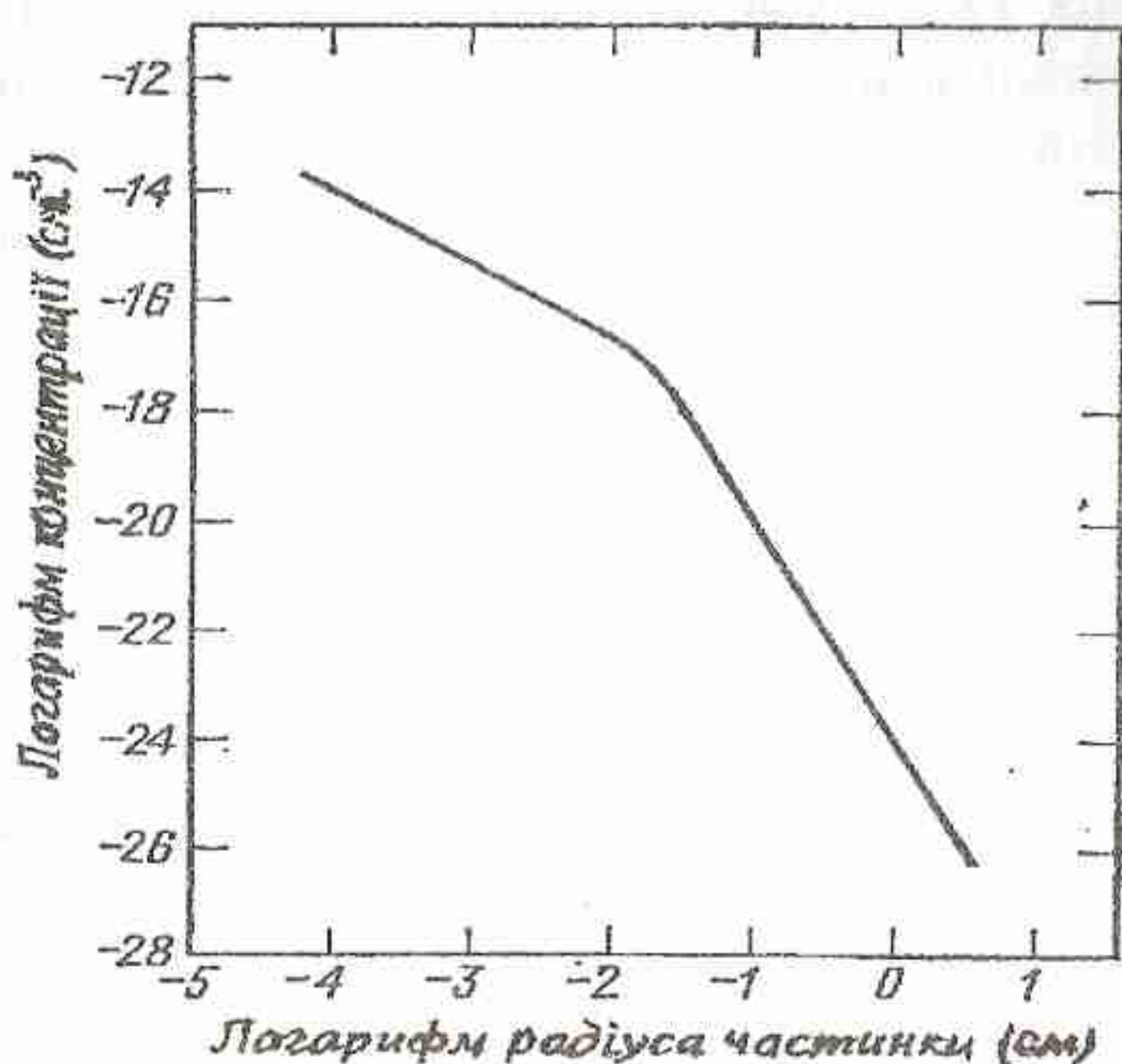


Рис. 13.7. Концентрація частинок зодіакальної хмари залежно від розміру. [23].

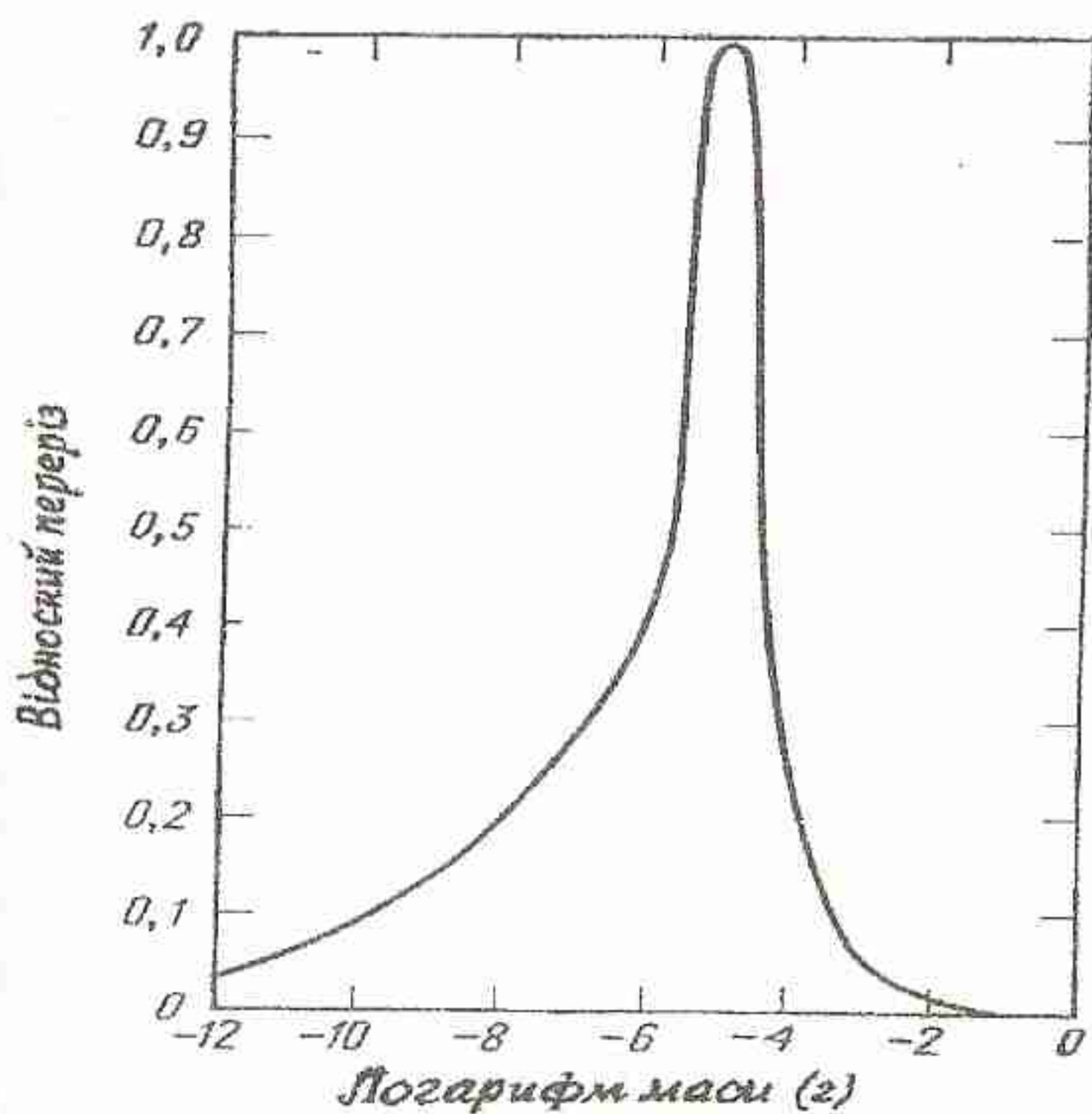


Рис. 13.8. Залежність відносного геометричного перерізу зодіакальних пилинок від їх маси. [23].

висотах оцінюється $\approx 10^{-20} \text{ г/см}^3$.

6. Моделі міжпланетної пилової хмари (зодіакальної пилової хмари). Результати спостережень зодіакального світла, F-корони Сонця, збори пилових частинок в космосі, в атмосфері і на Землі є вихідним матеріалом для побудови моделей зодіакальної пилової хмари. Складність такого моделювання можна збагнути навіть з погляду на формулу (13.9) – для визначення $\bar{n}(\epsilon)$ потрібно знати S_r та $f(\theta)$. Ще складніші проблеми виникають, якщо ставиться завдання для визначення розподілу $n(y)$ тощо. Тому моделі зодіакальної хмари дуже відрізняються. Ф.Роч та Дж.Гордон зібрали крайні допущення відносно параметрів

міжпланетного пилу (таблиця 13.1 – умовно модель I та модель II) і спробували подати деяку узагальнюючу ілюстративну модель (остання колонка в таблиці 13.1), у якій в основному використали дані Ф.Уіпла. Згідно з Уіплом на рис.13.6-13.8 наведено розподіл частинок зодіакальної хмари за масами, розмірами, та залежність розмір–маса.

Таблиця 13.1

Порівняння моделей зодіакальної пилової хмари

№	Параметр	Модель I	Модель II	Ілюстративна модель
1	Типовий розмір пилинок (s)	“великі” $\sim 10^{-3}$ см	“малі” $< 10^{-4}$ см	10^{-4} см
2	Густина в площині екліптики на $r=1$ а.о.	10^{-21} г/см ³	10^{-23} г/см ³	$2 \cdot 10^{-22}$ г/см ³
3	Зміна концентрації з відстанню	$n \sim r^{-1.5}$	$n \sim r^{+0.5}$	$n \sim r^{-0.5}$
4	Розподіл за розмірами $N \sim s^{-p}$	“крутий” $p > 4$	“пологий” $p < 3$	$p=4$ ($s > 10^{-2}$ см) $p=1.35$ ($s < 10^{-2}$ см)
5	Склад	металеві част.	силікатні част.	
6	Середня густина частинок ρ , г/см ³	“компактні” >3 - силікатні 7.8 - металеві	“пористі” <0.1	1.0 ($s < 10^{-2}$ см) 0.44 ($s > 10^{-2}$ см)
7	Альbedo	>0.1	<0.05, графіт	
8	Форма	майже сферична	голки, пластинки	
9	Рівноважний електричний потенціал	низький, позитивний - декілька вольт	високий, позитивний або негативний	
10	Типовий ексцентриситет орбіт	невеликий, як у астероїдів	великий, >0.5	
11	Середній нахил орбіт	декілька градусів	>20°	
12	Типова геоцентрична швидкість	$5 \begin{cases} +10 \\ -2 \end{cases}$ км/с	>>15 км/с або <<5 км/с	

У табл.13.2, яку ми подаємо згідно з Д.Я.Мартиновим "Курс загальної астрофізики", 1988 р., наведено одну із можливих моделей розподілу речовини у внутрішній геліосфері в площині екліптики залежно від геліоцентричної відстані r . Привертає увагу велика концентрація електронів N_e , а отже і супроводжуючих їх протонів, яка на порядок величини перевищує наведені нами у табл.3.1 концентрації у сонячному вітрі.

Таблиця 13.2

Розподіл пилу та електронів у площині екліптики

r , а.о.	0.3	0.5	0.7	0.9	1.0	1.1	1.3
Концентрація діелектричних пилинок, км^{-3}	111	24	8.8	4.1	3.0	2.2	1.4
Концентрація металевих пилинок, км^{-3}	274	212	179	158	150	143	132
N_e , см^{-3}	733	464	373	323	305	289	265

14. ДИНАМІКА ГЕЛІОСФЕРНОГО ПИЛУ

1. Втрати. Існує декілька механізмів втрат пилової компоненти в геліосфері:

- а) втрати за рахунок виштовхування світловим тиском;
- б) випадання на Сонце за рахунок ефекту Пойнтинга–Робертсона;
- в) сублімація;
- г) дроблення при зіткненнях;
- д) вимітання потоком сонячного вітру;
- е) випадання на тіла Сонячної системи.

Розглянемо послідовно:

Втрати пилу за рахунок тиску світла та ефекту Пойнтинга–Робертсона. Розглянемо пилову частинку P , що рухається по орбіті навколо Сонця зі швидкістю v (рис.14.1). Фотони сонячного випромінювання розповсюджуються вздовж продовженого радіус-вектора Сонця зі швидкістю c . У системі відліку, що зв'язана з пилинкою сонячні фотони "налітають" на неї під кутом γ до продовженого радіус-вектора (кут аберації), який легко визначається з рис.14.1:

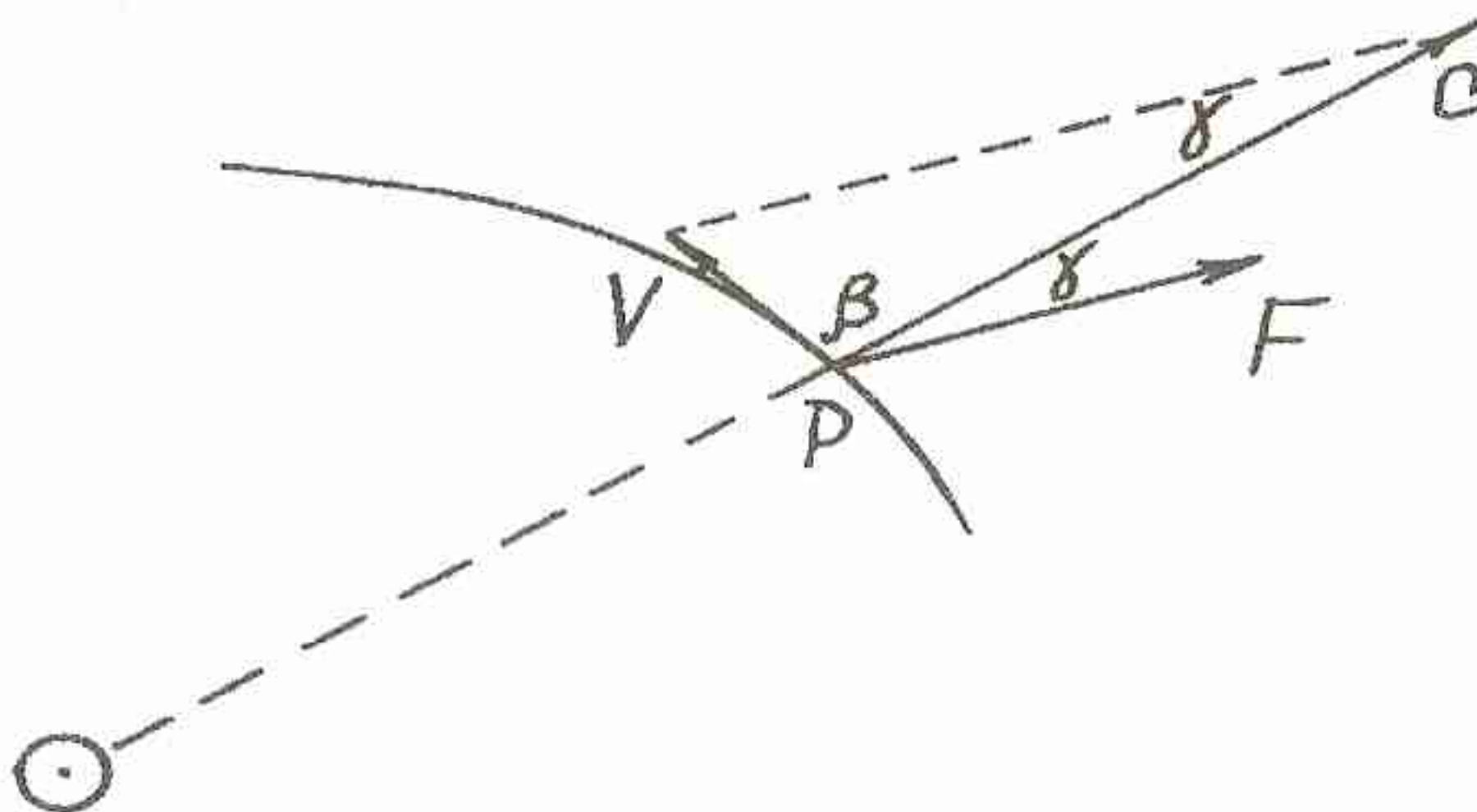


Рис. 14.1. До розрахунку ефектів світлового тиску

$$\frac{\sin(\beta + \gamma)}{c} = \frac{\sin \gamma}{v}, \quad (14.1)$$

де β – кут між вектором $\vec{V}$ та радіус-вектором Сонця.

Звичайно $v \ll c$, $\gamma \ll \beta$, а $\sin \gamma \approx \gamma$. Тому (14.1) можна подати:

$$\gamma = \frac{v}{c} \sin \beta, \quad (14.2)$$

а на круговій орбіті ($\beta = 90^\circ$):

$$\gamma = \frac{v}{c}. \quad (14.3)$$

Поглинаючись пиловою частинкою, фотон передає їй свій імпульс $p_{\text{тм}} = \frac{E_{\text{тм}}}{c} = \frac{h\nu}{c}$. Спрямований потік сонячних фотонів передає абсолютно чорній, ізотропно перевипромінюючій кульовій пилинці за час t імпульс

$$p = \frac{E_r}{c} \pi a^2 Q t, \quad (14.4)$$

де E_r – освітленість Сонцем на геліоцентричній відстані r , a – радіус пилинки, Q – відношення ефективного ($S_{\text{еф}}$), або діючого поперечного перерізу пилинки до її геометричного перерізу (πa^2), яке

є функцією відношення a/λ . Для відносно крупних пилинок $a > \lambda, Q \cong 1$, для більш дрібних $a < \lambda, Q \ll 1$.

Сила тиску F_c (рис. 14.1), що діє на пилінку:

$$F_c = \frac{dp}{dt} = \frac{E_r}{c} \pi a^2 Q. \quad (14.5)$$

Зважаючи на малість абераційного кута γ такою ж (з великою ступінню точності) можна вважати і її радіальну компоненту.

Оскільки $E_r = E_1 \left(\frac{r_1}{r} \right)^2$, де E_1 – сонячна стала, а $r_1 = 1$ а.о., то (14.5) можна подати

$$F_c = \frac{\pi a^2 E_1 Q}{c} \left(\frac{r_1}{r} \right)^2. \quad (14.6)$$

Це і є сила світлового тиску, що діє на пилінку в напрямку продовженого радіус-вектора Сонця. У протилежному напрямку діє ньютонівська сила

$$F_g = G \frac{M_c M_*}{r^2}, \quad (14.7)$$

де маса пилінки

$$M_* = \frac{4}{3} \pi a^3 \delta, \quad (14.8)$$

(δ – густина пилової частинки).

Із (14.6)–(14.8) одержуємо:

$$\frac{F_c}{F_g} = \frac{3 E_1 r_1^2 Q}{4 c G a \delta M_c}. \quad (14.9)$$

Прийmemo

$$E_1 = 1.36 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^2 \text{ c}$$

$$r_1 = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}$$

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$$

$$G = 6.7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}$$

$$\delta = 5 \text{ г/см}^3$$

$$M_c = 2 \cdot 10^{33} \text{ г.}$$

Тоді

$$\frac{F_c}{F_g} = 1.14 \cdot 10^{-5} \frac{Q}{a}. \quad (14.10)$$

Максимум енергії в сонячному спектрі приходить на $\lambda_m \cong 500 \text{ нм} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Теорія дає, що для металевих (залізних) кульових пилинок у полі такого випромінювання можна приблизно взяти $Q \approx 1$, якщо їх розмір $a > 10^{-6} \text{ см}$. У такому наближенні з (14.10) видно, що $F_c > F_g$ при $a \leq 10^{-5} \text{ см}$. Звичайно вважається, що пилинки ефективно виносяться із геліосфери під дією світлового тиску при $a < 0.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. При $a \approx 10^{-6} \text{ см}$ формула (14.10) уже дає $F_c \approx 10 F_g$. В умовах, коли $F_c > F_g$ пилінка рухається по гіперболічній траєкторії, оберненій випуклістю до Сонця, і таким чином залишає Сонячну систему.

У діапазоні розмірів $a < 10^{-6} \text{ см}$ Q зменшується приблизно таким же темпом, як і a . Тому пилинки таких розмірів продовжують ефективно вимітатися з геліосфери дією світлового тиску.

При $a > 0.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $F_c < F_g$, і пилінка рухається по орбіті навколо Сонця під дією доцентрової сили $F_g - F_c$, причому $\lim_{a \rightarrow \infty} (F_g - F_c) = F_g$ (див. (14.10)).

Із (14.6), (14.7) одержуємо:

$$F_g - F_c = G \frac{M_n}{r^2} \left(M_c - \frac{3E_1 Q r_1^2}{4cGa\delta} \right). \quad (14.11)$$

Вираз, що стоїть у дужках можна розглядати як деяку редуковану масу Сонця, що діє на частинку:

$$M_c' = M_c - \frac{3E_1 Q r_1^2}{4cGa\delta}. \quad (14.12)$$

При $M_c' > 0$ частинка рухається навколо Сонця по еліптичній орбіті. При $M_c' < 0$ вона "вимітається" світловим тиском за межі Сонячної системи. Із (14.12) видно, що ефективність світлового тиску вища для дрібних частинок, про що ми вже говорили, а також для

пилинок із малою густиною δ , зокрема, нещільних пилових кластерів, або пористих частинок.

Розглянемо ситуацію, коли $M_c' > 0$, і пилинка рухається по орбіті навколо Сонця. При цьому на неї діє гальмівна сила, азимутальна компонента якої (див. рис.14.1) дорівнює

$$F_\varphi = F_c \sin \gamma = \frac{\pi a^2 Q E_1 v}{c^2} \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 \sin \beta. \quad (14.13)$$

Під дією цієї сили відбувається поступова еволюція орбіти пилки – зменшується її ексцентриситет та розміри. У результаті частинка поступово наближається до Сонця, рухаючись по спіралі. Це явище називається ефектом Пойнтинга–Робертсона. (Ідея вперше була запропонована Пойнтингом у 1903 р.; теорія розроблена Робертсоном у 1937 р.).

Розглянемо еволюцію кругової орбіти за рахунок ефекту Пойнтинга–Робертсона.

Повна механічна енергія пилки, що рухається по такій орбіті:

$$E_n = \frac{M_n v^2}{2} - G \frac{M_c M_n}{r}. \quad (14.14)$$

Враховуючи, що $v^2 = \frac{GM_c}{r}$, із (14.14) з введенням (14.8) одержуємо

$$E_n = -\frac{2}{3} G \pi a^3 \delta \frac{M_c}{r}. \quad (14.15)$$

$$dE_n = \frac{2}{3} G \pi a^3 \delta M_c \frac{dr}{r^2}. \quad (14.16)$$

З другого боку

$$dE_n = -F_\varphi v dt = -\frac{\pi a^2 Q E_1 v^2}{c^2} \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 dt. \quad (14.17)$$

З (14.16) та (14.17), враховуючи співвідношення $v^2 r = GM_c$, маємо:

$$dt = -\frac{2}{3} \frac{a \delta c^2}{Q E_1 r_1^2} r dr.$$

Інтегруючи цей вираз, одержуємо час випадання пилинки на Сонце:

$$\tau = \frac{2}{3} \frac{a\delta c^2}{QE_1 r_1^2} \int_{r_0}^{R_c} r dr = \frac{2}{3} \frac{a\delta c^2}{QE_1 r_1^2} \left(\frac{r_0^2}{2} - \frac{R_c^2}{2} \right),$$

де r_0 – початкова геліоцентрична відстань пилинки. Звичайно $r_0 \gg R_c$. Тому

$$\tau \cong \frac{1}{3} \frac{a\delta c^2}{QE_1} \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^2. \quad (14.18)$$

Приклад:

$$\begin{aligned} E_1 &= 1.36 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^2 \text{ c} \\ r_0/r_1 &= 1 \\ c &= 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/c} \\ Q &\approx 1 \\ \delta &= 1 \text{ g/cm}^3 \\ a &= 10^{-3} \text{ cm.} \end{aligned}$$

Одержуємо: $\tau \cong 21000$ років. Для більш щільних ($\delta > 1 \text{ г/см}^3$) пилинок τ зростає.

Коректніші підрахунки середнього часу життя пилинок різної маси в геліосфері наведено на рис. 13.6. Згідно з цими даними середній вік зодіакальної пилової хмари оцінюється приблизно в 80000 років, що складає мізерну долю віку Сонця і Землі.

Сублімація – перехід речовини з твердого в газоподібний стан, обминаючи стан рідини. Зрозуміло, що цей механізм деградації геліосферної пилової хмари найсуттєвіший поблизу Сонця і відносно до легкоплавких пилинок (крижинок).

Дроблення найбільш впливає на нещільні пористі пилинки та пилові кластери. По суті причиною дроблення можуть бути не тільки взаємні зіткнення пилових частинок, а й вплив на них сонячного фотонного та корпускулярного випромінювання. Можливо, останні фактори є основними.

Сублімація та дроблення переводять частинки в ранг таких, що швидко виносяться з геліосфери променевим тиском.

Вимітання потоками сонячного вітру. Яскравою демонстрацією дієвості цього механізму можуть бути спостереження великих відсонячних прискорень в хвостах комет.

Приблизну оцінку ефективності цього механізму можна зробити з таких міркувань. Замінімо в формулі (14.6) фотонний тиск E_1/c динамічним тиском сонячного вітру на орбіті Землі ($m_p n_{SW} v_{SW}^2$). Одержуємо формулу для оцінки сили тиску сонячного вітру на пилинку сферичної форми.

$$F_k = \pi a^2 m_p v_{SW}^2 n_{SW} Q_k \left(\frac{r_1}{r} \right)^2, \quad (14.19)$$

де m_p – маса протона; Q_k – безрозмірний коефіцієнт, що характеризує ефективність передачі імпульсу від потоку сонячних протонів пиловій частинці.

Розділимо (14.19) на (14.6)

$$\frac{F_k}{F_c} = \frac{m_p c n_{SW} v_{SW}^2}{E_1} \cdot \frac{Q_k}{Q}, \quad (14.20)$$

або, приймаючи $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24} \text{ г}$, $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$, $n_{SW} \cong 10 \text{ см}^{-3}$, $v_{SW}^2 \cong 10^{15} \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}$, $E_1 = 1.36 \cdot 10^6 \text{ ерг/см}^2 \text{ с}$, запишемо:

$$\frac{F_k}{F_c} \cong 3.7 \cdot 10^{-4} \frac{Q_k}{Q}. \quad (14.21)$$

Видно, що це відношення може бути значним лише для дуже дрібних частинок ($Q \ll 1$). З іншого боку воно може зрости за рахунок великого значення Q_k , яке можна трактувати як ефективний поперечний переріз частинки для взаємодії її з сонячним вітром, виражений в одиницях її геометричного перерізу πa^2 . На величину Q_k впливає не лише розмір частинки, а, мабуть, значною мірою і такі фактори як її електричний заряд та напруженість магнітного поля, вмероженого в плазму сонячного вітру.

Випадання геліосферного пилу на тіла Сонячної системи. Рухаючись по навколосонячних орбітах, пилові частинки можуть попадати в зони притягання інших тіл Сонячної системи – планет та їх супутників,

астероїдів. Частина з них гальмується в атмосфері або на поверхні планетних тіл, частина захоплюється на навколопланетні орбіти, створюючи навколопланетні пилові хмари. Кожна пилинка, чи метеороїд, на навколопланетній орбіті зазнають дії негравітаційних сил, що зумовлюють відповідну еволюцію параметрів орбіти. Серед них: гальмування в планетній атмосфері та магнітосфері; гальмування внаслідок поглинання сонячного випромінювання, аналогічно вже розглянутому ефекту Пойнтинга–Робертсона тощо. У результаті еволюція всієї навколопланетної пилової хмари іде в основному в напрямі випадання пилу на планету, з одного боку, та поповнення його запасів з геліосферної (зодіакальної) хмари – з іншого. Згідно з сучасними даними лише на Землю випадає приблизно ~ 0.1 т/с (див. лекцію 13).

2. Джерела пилу в геліосфері. Для підтримки геліосферної пилової хмари в динамічній рівновазі на сучасному рівні втрати пилу мають компенсуватися діяльністю відповідних його джерел. Для цього ці джерела повинні поставляти близько 10-20 т пилової матерії за секунду. Принаймні два джерела вважаються найбільш імовірними: деградація комет та астероїдів. За підрахунками Ф.Уіпла комета Галлея втрачає в середньому 5 т/с а комета Енке – 3.5 т/с. Викидання пилу з астероїдних тіл відбувається як при їх зіткненнях, так і при бомбардуванні метеоритами. Вулканічна активність на планетних тілах теж має розглядатися як можливе джерело міжпланетного пилу. Не слід виключати і можливості конденсації квазіпилових частинок у деяких областях геліосфери.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

(посилання в тексті 1-23, загальна 24-67)

1. *Всехсвятский С.К., Дзюбенко Н.И., Иванчук В.И., Рубо Г.А.* Структура солнечной короны 22 сентября 1968 г. и ее связь с фотосферно-хромосферными образованиями // Проблемы космической физики. – 1971. – № 6. – С. 3-18.
2. *Hildner E., Gosling J.T., MacQueen R.M.* The large coronal transient of 10 June 1973. I. Observational description // Solar Physics. – 1975. – Vol. 42. – № 1. – P. 163-177.
3. *Паркер Е.* Динамические процессы в межпланетной среде. – М., 1965.
4. *Schatten K.H., Wilcox J.M., Nezz N.F.* Influence of a solar active region on the interplanetary magnetic fields // Solar Physics. – 1968. – Vol. 5.
5. *Коваленко В.А.* Солнечный ветер. – М., 1983.
6. *Suess S.T., Comas D.J., Hoeksema J.T.* Prediction of the heliospheric current sheet tilt: 1992-1996 // Geophys. Res. Letters. – 1993. – Vol. 20. – № 3. – P. 161-164.
7. *Smith E.J., Tsurutani B.T., Rosenberg R.L.* Observations of the interplanetary sector structure up to heliographic latitudes of 16° : Pioneer II // J. Geophys. Res. – 1978. – V. 83. – P. 717.
8. *Іванчук В.Г., Дзюбенко М.І., Рубо Г.А., Кучмі С.* Структура, динаміка і ототожнення деталей сонячної корони 11 липня 1991 р. Зв'язок корони з геліосферним струмовим шаром // Інф. Бюлетень Української Астрон. Асоціації. – 1995 – № 7. – С. 92-93.
9. *Phillips J.* Ulysses mission status report. // Solar Wind Speed. – 1994. – № 5. – P. 4-5.
10. *Уайт О.* Поток энергии Солнца и его измерение. – М., 1980.
11. *Willson R.S., Gulkis S., Janssen M.* Observations of solar irradiance variability // Science. – 1981. – Vol. 211. – № 4483. – P. 700-702.
12. *Миронова И.В.* Физические параметры солнечных факелов и проблема вариаций солнечной постоянной. – М., 1987.
13. *Willson R.C., Hudson H.S., Frolich C.* Longterm downward trend in total solar irradiance // Science. – 1986. – Vol. 234. – № 4780. – P. 1114-1117.
14. *Хундхаузен А.* Расширение короны и солнечный ветер. – М., 1976.

15. *Ланцеротти Л.Дж.* Измерения энергичных солнечных частиц // Поток энергии Солнца и его измерения. – М., 1980. – С. 412-432.
16. *Лин П.Р.* Электронные всплески в цикле солнечной активности // Поток энергии Солнца и его измерения. – М., 1980. – С. 425.
17. *Pomerantz M.A., Duggal S.P.* The Sun and cosmic rays // Rev. geophys. Spa. Phys. – 1974. – Vol. 12. – № 3. – P. 343-361.
18. *Дорман И.В., Дорман Л.И.* Исследование 11-летних вариаций космических лучей // Космические лучи. – 1965. – № 7. – С. 5-17.
19. *Андриенко Д.А., Ващенко В.Н.* Кометы и корпускулярное излучение Солнца. – М., 1981.
20. *Таращук В.П.* Физические характеристики солнечного ветра по данным наблюдений комет // Астрометрия и астрофизика. – 1974. – Т. 22. – С. 62-69.
21. *Мендис Д.А.* Взаимодействие комет с межпланетной средой // Кометы и происхождение жизни / Под ред. С.Поннампераума. – М., 1984. – С. 78-95.
22. *Роч Ф., Гордон Дж.* Свечение ночного неба. – М., 1977.
23. *Whipple F.L.* On maintaining the meteoritic complex, in the Zodiacal light and the interplanetary medium / Ed.J.L.Weinberg. – NASA, 1967. – P. 409.
24. *Акасофу С.И., Чепмен С.* Солнечно-земная физика. – М., 1974-1975. – Т. I, II.
25. *Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* Физика плазмы для физиков. М., 1979.
26. *Баранов В.Б., Краснобаев К.В.* Гидродинамическая теория космической плазмы. – М., 1977.
27. *Брандт Дж., Ходж П.* Астрофизика Солнечной системы. – М., 1967.
28. *Брандт Дж.* Солнечный ветер. – М., 1973.
29. *Бруцек А., Дюран Ш.* Солнечная и солнечно-земная физика. Иллюстрированный словарь терминов. – М., 1980.
30. *Варіації глобальних характеристик Сонця / За ред. Е.А.Гуртовенко.* – К., 1992.
31. *Веселовский И.С.* Солнечный ветер // Итоги науки и техники. Сер.: Исследование космического пространства. – М., 1974. – Т. 4. – С. 7-192.

32. Вильковиский Э.Я., Обашев С.О. Физика корональных структур. — Алма-Ата, 1973.
33. Витинский Ю.И. Морфология солнечной активности. — М., 1966.
34. Витинский Ю.И. Цикличность и прогнозы солнечной активности. — Л., 1973.
35. Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Кручиненко В.Г. Метеоры и метеорное вещество. — Киев, 1989.
36. Всехсвятский С.К., Никольский Г.М., Иванчук В.И. Солнечная корона и корпускулярное излучение в межпланетном пространстве. — Киев, 1965.
37. Гуляев Р.А. Атмосфера спокойного Солнца // Итоги науки и техники. Сер.: Астрономия. — М., 1984. — Т.25.
38. Гульельми А.В. Геомагнитные пульсации внеатмосферного происхождения // Итоги науки и техники. Сер.: Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. — М., 1984. — Т. 7. — С. 114-151.
39. Гэлли ле Д.П., Розен А. Космическая физика. — М., 1966.
40. Дзюбенко М.І. Вступ до фізики навколоземного середовища. — К., 1994.
41. Добровольський О.В. Кометы. — М., 1966.
42. Дорман Л.И., Мирошниченко Л.И. Солнечные космические лучи. — М., 1968.
43. Зирин Г. Солнечная атмосфера. — М., 1969.
44. Иванов-Холодный Г.С., Никольский Г.М. Солнце и ионосфера. — М., 1969.
45. Иванов-Холодный Г.С. Коротковолновое излучение Солнца и строение солнечной атмосферы // Итоги науки и техники. Сер.: Исследование космического пространства. — М., 1987.
46. Иванов-Холодный Г.С., Нусинов А.А. Коротковолновое излучение Солнца и его воздействие на верхнюю атмосферу и ионосферу // Итоги науки и техники. Сер.: Исследование космического пространства. — М., 1987.
47. Кейдл Р. Твердые частицы в атмосфере и в космосе. — М., 1969.
48. Ковалевский И.В. Энергетические аспекты солнечно-земных связей. — М., 1976.
49. Крамер Е.Н., Шестака И.С. Метеорная материя в атмосфере Земли и околоземном космическом пространстве. — М., 1983.

50. *Крымский Г.Ф.* Модуляция космических лучей в межпланетном пространстве. – М., 1969.
51. *Лебединец В.Н.* Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. – Л., 1980.
52. *Лебединец В.Н.* Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль. – Л., 1981.
53. *Макарова Е.А., Харитонов А.В.* Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. – М., 1972.
54. *Мак-Интош П., Драйер М.* Наблюдения и прогноз солнечной активности. – М., 1976.
55. *Макки Р.Дж., Нейгебауэр М.* Солнечный ветер. – М., 1968.
56. *Мартынов Д.Я.* Курс общей астрофизики. – М., 1988.
57. *Мурзин В.С.* Физика космических лучей. – М., 1970.
58. *Нойс Р.* Новейшие достижения в исследовании Солнца // На переднем крае астрофизики. – М., 1979. – С. 49-105.
59. *Паркер Е.* Космические магнитные поля. – М., 1982. – Т. I, II.
60. *Росси Б., Ольберт С.* Введение в физику космического пространства. – М., 1974.
61. *Северный А.Б.* Некоторые проблемы физики Солнца. – М., 1988.
62. *Смит Г., Смит Э.* Солнечные вспышки. – М., 1966.
63. *Солнечно-земная физика.* – М., 1968.
64. *Чертков А.Д.* Солнечный ветер и внутреннее строение Солнца. – М., 1985.
65. *Шкловский И.С.* Физика солнечной короны. – М., 1962.
66. *Эгеланд А., Холтер О., Омхольт А.* Космическая геофизика. – М., 1976.
67. *Юхимук А.К.* Плазменные явления в геофизике. – Киев, 1982.
68. *Ягер де К.* Строение и динамика атмосферы Солнца. – М., 1962.

ЗМІСТ

1. Вступ. Історичні відомості	3
2. Сонячна корона – базовий рівень геліосфери	8
3. Сонячний вітер на орбіті Землі	20
4. Спостереження сонячного вітру в площині екліптики	29
5. Просторова структура геліосфери	33
6. Геліопауза	45
7. Сонячне електромагнітне випромінювання в геліосфері	49
8. Ударні хвилі в геліосфері (1)	55
9. Ударні хвилі в геліосфері (2)	61
10. Сонячні космічні промені	67
11. Галактичні космічні промені (ГКП)	71
12. Комети – природні геліосферні зонди	78
13. Пил у геліосфері	87
14. Динаміка геліосферного пилу	97
Список літератури	105

Навчальне видання

ДЗЮБЕНКО Микола Іванович

ФІЗИКА ГЕЛІОСФЕРИ

Навчальний посібник

Редактор Т.Мельник

Оригінал-макет виготовлено Видавничо-поліграфічним центром "Київський університет"



Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет"
01033, Київ, бульв. Т.Шевченка, 14, кімн.43, тел.(38044) 221 3222; (38044) 224 9972
факс (38044) 234 2290.

Підписано до друку 28.12.2001. Формат 60x84/16. Вид. № 165.
Друк офсетний. Наклад 100. Умовн.друк.арк 6,8.
Зам. № 22-387

