

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДНІПРОВСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

Кафедра фізики конденсованого стану

Томіна А.-М.В., Сухомлин В.І.

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

з навчальної дисципліни

АСТРОФІЗИКА

для здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти
зі спеціальності 104 Фізика та астрономія
за освітньо-професійною програмою «Фізика та астрономія»
всіх форм навчання

Затверджено: науково-методичною радою
ДДТУ
20.05.2025 р., протокол №5

Кам'янське, 2025

**Розповсюдження і тиражування без офіційного дозволу
Дніпровського державного технічного університету заборонено**

Конспект лекцій з дисципліни «Астрофізика» для здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти зі спеціальності 104 Фізика та астрономія, за освітньо-професійною програмою «Фізика та астрономія» всіх форм навчання /
Укладачі: Томіна А.-М.В., Сухомлин В.І. Кам'янське: ДДТУ, 2025.– 76 с.

Укладачі к. т. н.: Томіна А.-М.В.

к. т. н., доцент Сухомлин В.І.

Рецензент: к. т. н., Єршоміна К.А.

Відповідальний за випуск:

зав. кафедрою ФКС, к. ф.-м. н., доцент Калініна Т.В.

Затверджено на засіданні кафедри ФКС протокол №5 від 12.05.2025 р.

Коротка анотація видання. Конспект лекцій з дисципліни «Астрофізика» охоплює основні аспекти астрофізики, включаючи теорію випромінювання, фізику Сонця та зірок, а також процеси, що визначають їх еволюцію. Вивчаються теми, як астрофотометрія, світність, спектри зірок, синтез хімічних елементів, сонячна активність, теорії сонячних спалахів, а також нетеплові механізми випромінювання, такі як синхротронне випромінювання та комптонівське розсіювання. Видання є важливим ресурсом для студентів і тих, хто цікавиться астрофізикою, забезпечуючи розуміння основних концепцій і методів цієї науки.

ЗМІСТ

ТЕМА 1. ПРЕДМЕТ І ЗАДАЧІ АСТРОФІЗИКИ. ЕЛЕМЕНТИ АСТРОФОТОМЕТРІЇ	5
1.1. Астрофізика як наука та предмет її досліджень	5
1.2. Видима зоряна величина.	6
1.3. Показник кольору	7
1.4. Світність та абсолютна зоряна величина. Модуль відстані	7
1.5 С Річний паралакс та визначення відстані близьких зірок	8
1.6 С Випромінювання абсолютно чорного тіла.....	9
1.7 С БолOMETрична величина зірки	10
ТЕМА 2. ФІЗИКА ВИПРОМІНЮЮЧОГО ГАЗУ	12
2.1. Потенціали збудження та іонізації атомів	12
2.2. Іонізаційна рівновага. Формула Саха. Рекомбінація в газі (плазмі)	12
2.3. Спектральні серії та рекомбінаційні радіолінії	14
2.4 С Часові масштаби релаксаційних процесів	15
2.5 С Заборонені лінії	16
2.6 С Розподіли Больцмана та Максвелла	16
2.7 С Ефект Доплера.....	17
ТЕМА 3. ЗАДАЧА ПРО ПЕРЕНОС ВИПРОМІНЮВАННЯ	20
3.1.Рівняння переносу.....	20
3.2.Механізми теплового випромінювання (поглинання). Коефіцієнт поглинання	23
3.3 С Бальмерівський стрибок.....	24
3.4 С Природа та механізми переносу у чорних дірах і їх акреційних дисках....	25
ТЕМА 4. ЗОРЯНІ СПЕКТРИ.....	28
4.1. Матеріальна єдність світу.....	28
4.2 Спектральна класифікація зірок та її фізичні основи	28
4.3 С Еволюція спектрів зірок в залежності від їх віку та маси	30
4.4 С Ефекти обертання та турбулентності	31
ТЕМА 5. НЕТЕПЛОВІ МЕХАНІЗМИ ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	33
5.1 Загальна характеристика нетеплового випромінювання	33
5.2 Синхротронне випромінювання.....	34
5.3 Комптонівське розсіювання електромагнітних хвиль на релятивістських електронах	35
5.4 С Розсіювання плазмових хвиль на релятивістських електронах	36
ТЕМА 6. ФІЗИКА СОНЦЯ.....	38
6.1 Загальні відомості про Сонце. Будова атмосфери	38
6.2 Прояви сонячної активності, що спостерігаються	39
6.3 Радіо – та рентгенівське Сонце	40
6.4 Гідростатична рівновага Сонця.....	40
6.5 Динаміка зовнішніх шарів Сонця	42
6.6 С Умова стійкості гідростатичної рівноваги. Негативна теплоємність зірок	44
6.7 С Причини сонячної активності. Магнітні поля плям	45
6.8 С Теорія сонячних спалахів.....	46
6.9 С Утворення протуберанців	47

6.10 Джерела енергії Сонця	47
ТЕМА 7. ФІЗИКА ЗІРОК.....	51
7.1 Діаграма колір – світність	51
7.2 Залежність маса-світність.....	52
7.3 Взаємозв'язок параметрів зірок.....	53
7.4 Політропні моделі зірок.....	55
7.5 Умова променевої рівноваги. Основні рівняння теорії будови зірок	56
7.6 Моделі зірок	57
7.7 Синтез хімічних елементів в надрах зірок.....	58
7.8 Модель білих карликів	59
7.9 Еволюція зірок.....	61
7.10 Пульсуючі фізично змінні зірки	63
7.11 Вибухи наднових зірок	64
7.12 Пульсари. Нейтронні зірки.	65
7.13 Чорні діри	69
СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	74
РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА	75

ТЕМА 1. ПРЕДМЕТ І ЗАДАЧІ АСТРОФІЗИКИ. ЕЛЕМЕНТИ АСТРОФОТОМЕТРІЇ

1.1. Астрофізика як наука та предмет її досліджень

Астрофізика – це наука, що вивчає будову, фізичні властивості космічних об'єктів та явища, які відбуваються у Всесвіті. Її предметом дослідження є область Всесвіту, що охоплює видиму частину діаметром близько 93 млрд світлових років. Спостереження проводяться за допомогою телескопів, які працюють у різних діапазонах електромагнітного спектра: видимому, інфрачервоному, радіодіапазонах. Завдяки засобам позаатмосферної астрономії також доступні ультрафіолетовий, рентгенівський та гамма-діапазони.

Висновки астрофізики активно використовуються в зоряній астрономії, позагалактичній астрономії, космології та космогонії. Космологія – це наука про загальні закономірності будови та розвитку Всесвіту, а космогонія вивчає походження й еволюцію небесних тіл.

Найбільш вагомі та революційні досягнення, які сформували астрофізику як науку, сталися на початку XX століття, а також у 50–70-х роках XX століття. У цей період було сформовано науково об'єктивну картину світу, який нас оточує. Від примітивного геоцентризму середньовіччя людство пройшло значний шлях, що дозволило не лише спостерігати, але й аналізувати фізичні процеси, які відбуваються в астрофізичних об'єктах. Це стало можливим завдяки вивченню їх випромінювання, часто неймовірно слабкого через величезні відстані.

Основи сучасної астрофізики закладені такими вченими, як Артур Еддінгтон (засновник теорії будови та еволюції зірок), Едвін Хаббл (відкривач галактик і закону космологічного розширення Всесвіту), Субрахманьян Чандрасекар, Джеймс Джинс, Карл Шварцшильд, Стівен Гокінг та інші. Астрофізика межує з квантовою фізикою, ядерною фізикою, фізикою плазми, теоретичною фізикою тощо, активно використовуючи їх методи і досягнення.

Згідно з сучасними уявленнями, Всесвіт сформувався внаслідок Великого вибуху, що стався з сингулярного стану близько 13,8 млрд років тому. З цього часу триває космологічне розширення Всесвіту, причому сучасні дослідження вказують на його прискорення через вплив темної енергії. Поступове згущення речовини під дією гравітації призвело до утворення гігантських скупчень і надскупчень галактик, які формують сітчасту структуру у масштабах десятків мегапарсек.

В межах скупчень речовина фрагментувалася, утворюючи галактики – системи зірок, міжзоряного газу та пилу. Галактики мають розміри від кількох тисяч до понад 100 000 світлових років і характеризуються певними структурами. В епохи зоретворення в галактиках виникають зірки, а навколо них – планетні системи. У минулому відбувалися грандіозні вибухи в окремих галактиках, після яких настала стадія вторинної гравітаційної конденсації, яка триває й досі. Еволюція зірок і галактик залежить насамперед від їх маси. На прикладі маломасивних галактик можна вивчати процеси, що відбувалися у масивних галактиках мільярди років тому.

Величезні відстані зумовлюють те, що ми спостерігаємо об'єкти такими, якими вони були в минулому, а не в теперішній момент. Це потребує поділу об'єктів на ті, що знаходяться відносно близько, і еволюційні типи, які демонструють давні процеси у Всесвіті. Розуміння цього стало можливим лише в 60-70-х роках XX століття.

Основу досліджень астрофізики складають процеси, що відбуваються у зірках, із врахуванням їх еволюції. Відкриття нейтронних зірок, пульсарів і чорних дір у другій половині XX століття стало революційним для науки, відкривши нові горизонти для вивчення Всесвіту.

1.2. Видима зоряна величина.

Астрофотометрія досліджує блиск небесних світил. Освітленість (блиск) позначається символом E і визначається як світловий потік, що падає на одиницю поверхні, перпендикулярної до променів світла.

Інтенсивність світла виражається формулою:

$$I = E \cdot r^2, \quad (1.1)$$

де r – відстань до джерела світла.

Це співвідношення вказує, що інтенсивність світла залежить від освітленості і квадрату відстані до джерела. Дана формула застосовується для оцінки характеристик світла від небесних об'єктів, таких як зорі.

Оскільки $E \sim 1/r^2$, то

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2}$$

Тобто, освітленість зменшується пропорційно квадрату відстані до джерела світла. Це означає, що якщо відстань до джерела збільшується, освітленість буде значно меншою.

Повний потік випромінювання з одиниці поверхні виражається формулою (за закон Стефана-Больцмана):

$$\varepsilon = \sigma \cdot T^4, \quad (1.2)$$

де σ – стала Стефана-Больцмана;

T – температура тіла (зірки) у Кельвінах.

Дана формула вказує, що повний потік випромінювання залежить від температури зірки в четвертому ступені.

Освітленість (блиск) зірки пов'язаний з зоряною величиною m :

$$E \sim \frac{1}{m}, \quad (1.3)$$

Якщо E – блиск зірки, m – її величини, а E_0 – блиск зірки нульової зоряної величини, то:

$$m = -2,5 \cdot \lg \frac{E}{E_0}, \quad (1.4)$$

Формула визначає зв'язок між блиском зірки та її зоряною величиною. Знак «мінус» враховує зворотну залежність: чим менший блиск, тим більша зоряна величина.

Враховуючи формулу (1.3) отримаємо:

$$\frac{E}{E_0} = 10^{-\frac{m}{2,5}}, \quad (1.5)$$

Ця формула є оберненою до 1.4 і дозволяє розрахувати відносний блиск зірки (відношення блиску зірки до нульової зоряної величини) за її зоряною величиною.

Якщо $m=5$, то $\frac{E}{E_5}=100$ разів, тобто зірка m -ї величини сильніша за блиском

від зірки $(m+1)$ -ї величини в $\frac{E_0}{E_1} = \frac{E_1}{E_2} = \dots = \sqrt[5]{100} = 2,512$ рази.

В загальному випадку

$$\frac{E_2}{E_1} = 2,512^{m_1-m_2} = 10^{0,4(m_1-m_2)} \quad (1.6)$$

Звідки слідує формула Погсона:

$$m_2 - m_1 = -2,512 \cdot \lg \frac{E_2}{E_1} \approx -2,5 \cdot \lg \frac{E_2}{E_1} \quad (1.7)$$

Оптичні телескопи виявляють об'єкти до $24,^m0$. Сонце має $-26,^m7$, Місяць – $12,^m5$ (1:1), Антарес $+1,^m2$, Сіріус $-1,^m6$, Вега $0,^m0$, Вольф 359 $+13,^m5$, тощо.

1.3. Показник кольору

Різниця блиску зірки в різних ділянках спектра називається показником кольору:

$$C = m(\lambda_1) - m(\lambda_2) = -2,5 \cdot \lg \frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)}, \quad (1.8)$$

де λ_1 та λ_2 – довжини хвиль спектра.

Трикольорова система UBV дає два показника кольору в спектральних інтервалах $U - B$ та $B - V$. По ним будуються двокольорові діаграми $U-B - B-V$. Білим зіркам класу АО V відповідають $U - B=0$ та $B - V=0$. Якщо більшу частину енергії зірка випромінює в синій області спектра, то її $m(\lambda_1)$ менша згідно з (1.3), та $C < 0$ у блакитних зірок.

Показник $B-V$, визначений через еталонні світлофільтри, дозволяє визначати спектральний клас зірки (див. розділ 4.2), а потім температуру поверхні. Колір – індикатор віку зірок та вмісту в них металів. Співвідношення між показником кольору та ефективною температурою

$$T_{ef} = \frac{7000}{(B - V) + 0,57} (K).$$

1.4. Світність та абсолютна зоряна величина. Модуль відстані

Абсолютна зоряна величина характеризує світність зірки і являє собою видиму величину, яку мала б зірка на відстані 10 парсек. Один парсек – відстань, з якої радіус земної орбіти видно під кутом $\pi = 1''$ (рис.1.1):

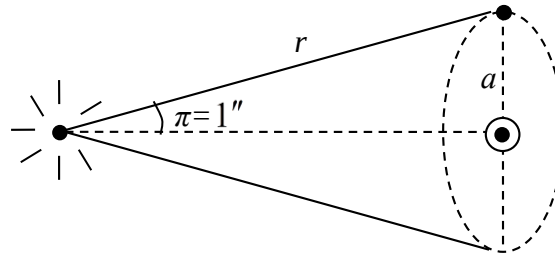


Рисунок 1.1

$$r = 1 \text{ пк} = \frac{a}{\sin 1''} = 206265a \approx 3,26 \text{ світловий рік (св.р.)}$$

де a – радіус земної орбіти (1 астрономічна одиниця (а.о.) = $1,496 \cdot 10^{11}$ м).

Згідно з (1.1)

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{10^2}{r^2}.$$

Однак враховуючи формулу (1.6):

$$\frac{E_1}{E_2} = 2,512^{M-m}.$$

тобто

$$M - m = 5 - 5 \cdot \lg r, \quad (1.9)$$

де M – абсолютна зоряна величина (яскравість на стандартній відстані в 10 пк);

m – видима зоряна величина;

r — відстань до зірки у парсеках.

Величина ($M-m$) називається модулем відстані. Зв'язок світлового потоку з світністю:

$$\varepsilon = \frac{L}{4\pi r^2} \quad (1.10)$$

де ε – потік випромінювання від зорі, що сприймається спостерігачем;

L – світність зорі (загальна енергія, яку вона випромінює за одиницю часу);

r – відстань від зорі.

Для Сонця $M_{\odot} = 4^m,72 \div 4^m,9$. Його світність $L_{\odot} = 3,86 \cdot 10^{26}$ Дж/с.

Тоді, враховуючи формулу (1.6) світність зорі виражається:

$$L = L_{\odot} \cdot 10^{0,4(M_{\odot}-M)} \quad (1.11)$$

тобто, світність зірки можна визначити, якщо відома її відстань.

1.5 С Річний паралакс та визначення відстані близьких зірок

Річний паралакс π - це кут, під яким з зірки S (рис.1.2) видно радіус земної орбіти a .

Тоді $\sin \pi = a/r \approx \pi$ рад
Відстань зірки

Оскільки $1 \text{ пк} = \frac{a}{1''}$, то

де π'' – паралакс в секундах дуги. Межа визначення відстаней по річному паралаксу $\pi \approx 0,01$, що відповідає $r \lesssim 100$ пк.

Для теплового випромінювання

Частковим випадком теплового випромінювання є випромінювання абсолютно чорного тіла. Для зірок характерний малий вихід випромінювання в порівнянні з кількістю енергії в системі, що відповідає термодинамічній рівновазі випромінювання з речовиною. Для абсолютно чорного тіла (Формула Планка)

При $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$, тобто, для малих частот, справедлива формула Релея-Джинса

При $h\nu \gg kT$ маємо формулу Віна:

Температура, при якій $I_{\nu}(T)$ тіла найближча до $I^*_{\nu}(T)$, називається кольоровою температурою для даної ділянки довжин хвиль. Для Сонця $T \simeq 6500\text{K}$ для $\nu > 5 \cdot 10^{-7}\text{м}$.

Формула Планка (а також формули Максвелла, Больцмана, Саха) включають температуру як параметр, однаковий при термодинамічній рівновазі. Повна термодинамічна рівновага в космічних об'єктах часто не виконується, тому ці формули використовуються наближено, але з іншим параметром – ефективною

температурою, яка в них є різною. Це температура, яку мала б поверхня зірок, якби вони випромінювали як абсолютно чорне тіло тієї ж світності:

$$T_{\text{еф}} = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon}{\sigma}} \quad (1.17)$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5} \text{ ерг}/(\text{см}^2 \text{К}^4 \text{с})$

1.7 С Болометрична величина зірки

Болометрична величина зірки – це повна світність зірки, яка враховує випромінювання у всіх діапазонах спектра, від гамма-променів до радіохвиль. Болометрична величина є мірою загальної енергії, що випромінюється зіркою в одиницю часу на всіх довжинах хвиль, а не лише у видимому діапазоні.

В (1.9) входить болометрична зоряна величина, яка враховує випромінювання зірки у всьому спектральному діапазоні:

$$m_{\text{б}} = m_{\text{в}} + \Delta m_{\text{б}}, \quad (1.18)$$

де $m_{\text{в}}$ – видима величина;

$\Delta m_{\text{б}}$ - болометрична поправка, яка враховує те, що частина енергії зірки спостерігачем не сприймається, й що спектри зірок істотно відрізняються від спектра абсолютно чорного тіла.

Для гарячих зірок $\Delta m_{\text{б}}$ може бути негативною (значна частина енергії випромінюється в ультрафіолеті), а для холодних — позитивною (більше енергії в інфрачервоному).

Болометрична величина дозволяє обчислити світність зірки:

$$L = L_{\odot} \cdot 10^{\frac{(m_{\text{в}\odot} - m_{\text{в}})}{2,5}} \quad (1.19)$$

де $L_{\odot}$ – світність Сонця;

$m_{\text{в}\odot}$ – болометрична величина Сонця.

Дана формула використовується для визначення еволюційного стану зірки, оцінки її впливу на навколишнє середовище (наприклад, на планетну систему) та розрахунку повної енергії випромінювання.

Тобто, болометрична величина є ключовим параметром для оцінки повної енергетичної характеристики зірки.

Контрольні питання

1. Що таке астрофізика і які основні питання вона вивчає?
2. Які основні методи дослідження використовуються в астрофізиці?
3. Назвіть основні об'єкти дослідження астрофізики.
4. Що таке видима зоряна величина і як вона вимірюється?
5. Яка шкала використовується для вимірювання видимих зоряних величин?
6. Як змінюється видима зоряна величина з відстанню до зірки?
7. Що таке показник кольору зірки, і як він визначається?
8. Яке значення показника кольору свідчить про гарячішу зірку?
9. Як показник кольору пов'язаний із температурою поверхні зірки?
10. Що таке абсолютна зоряна величина і як вона визначається?

11. Як обчислюється модуль відстані, і для чого він використовується?
12. Чим відрізняється світність від видимої зоряної величини?
13. Що таке річний паралакс і як він визначається?
14. Як пов'язаний річний паралакс із відстанню до зірки?
15. Які обмеження існують у методі річного паралаксу?
16. Що таке абсолютно чорне тіло і які його основні властивості?
17. Як виглядає спектр випромінювання абсолютно чорного тіла?
18. Як пов'язана температура абсолютно чорного тіла із максимальною довжиною хвилі його випромінювання?
19. Що таке болометрична величина зірки?
20. Як обчислюється болометрична поправка?

ТЕМА 2. ФІЗИКА ВИПРОМІНЮЮЧОГО ГАЗУ

2.1. Потенціали збудження та іонізації атомів

Розглянемо основні закономірності поведінки газів у зоряних атмосферах та міжзоряному газі поблизу гарячих зірок, випромінювання яких іонізує оточуючий їх газ. Основною речовиною в цих середовищах є водень. Вивчення вказаних процесів важливе тому, що міжзоряний газ є тією субстанцією, з якої формуються зірки, й їх дослідження немислиме без знання процесів у газі, що випромінює. Потенціал збудження для водню

$$\varepsilon_{\text{пт}} = 13,56 \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \text{ (eV)} \quad (2.1)$$

де n – номер нижчого енергетичного рівня;

m – номер вищого рівня.

або

$$\frac{1}{\lambda} = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \cdot \frac{1}{912\text{\AA}} \quad (2.2)$$

де λ – довжина хвилі в ангстремах.

Стала $912\text{\AA}$ відповідає довжині хвилі фотона для іонізації атома водню з основного стану ($n=1$).

Потенціал збудження через потенціали іонізації:

$$\varepsilon_{nm} = \chi_m - \chi_n$$

Для водню з K – шару :

$$\chi_1 = 13,56 \text{ eV}$$

В астрофізиці нейтральний атом позначається символом I , однократно іонізований – II , тощо. Приклади: HI – нейтральний водень; HII – іонізований водень.

2.2. Іонізаційна рівновага. Формула Саха. Рекомбінація в газі (плазмі)

При рекомбінації в іонізованому газі термодинамічна рівновага пов'язана з іонізаційною – розподілом іонів плазми за зарядами. Вона визначається динамічною рівновагою іонізації й рекомбінації та залежить від T , ρ , інтенсивності зовнішнього опромінення тощо. При великих ρ й низьких T середовища домінує безвипромінювальна (трюхчасткова) рекомбінація:



де X_z – позначення іона елемента X ; z – на одиницю перевищує заряд іона.

Рекомбінація (2.3) йде в щільному міжзоряному газі при осіданні електронів на високі рівні ($n \gtrsim 100$). При низьких густинах переважає випромінювальна (двочасткова) рекомбінація (див. нижче).

Іонізація, що породжує двох- та трюхчасткову рекомбінацію, є ударною, якщо немає зовнішнього опромінення газу:



При високих ρ без зовнішнього опромінення іонізаційна рівновага зумовлена рівновагою процесів (2.3) й (2.4), що означає локальну термодинамічну рівновагу (ЛТР). При ній кількість переходів $n \rightleftharpoons m$ однакова за 1с, й відношення концентрацій іонів $\frac{N_z}{N_{z+1}}$ визначається температурою T і концентрацією електронів N_e .

Це відношення в стані ЛТР визначає ступінь іонізації і дається формулою Саха:

$$\frac{N_{z+1}}{N_z} N_e = \frac{2U_{z+1}}{U_z} \frac{1}{h^3} (2\pi m k T)^{3/2} \cdot e^{-\frac{\chi_n}{kT}} \quad (2.5)$$

де U_z, U_{z+1} – статистичні ваги іонів з z та $z+1$ з даною енергією E_n (кратність виродження рівня);

m – маса електрона;

χ_n – потенціал іонізації для іона X_z з основного стану за схемою (2.4).

Звичайно

$$\frac{2U_{z+1}}{U_z} \sim 1$$

При $z=I$ (2.5) дає відношення концентрацій нейтральних атомів $X_1=XI$ та перших іонів $X_2=XII$

$$\frac{N_2}{N_1} N_e = \frac{2U_2}{U_1} \frac{1}{h^3} (2\pi m k T)^{3/2} \cdot e^{-\frac{\chi_1}{kT}} \quad (2.6)$$

Те саме через електронний тиск:

$$\frac{N_2}{N_1} P_e = \frac{2U_2}{U_1} \frac{1}{h^3} (2\pi m)^{3/2} (kT)^{5/2} \cdot e^{-\frac{\chi_1}{kT}} \quad (2.7)$$

Для водню при іонізації (2.5) дає:

$$\frac{N^+}{N_H} N_e = 2,24 \cdot 10^{15} T^{3/2} \cdot e^{-\frac{157200}{T}} \quad (2.8)$$

де $N_e = N^+$ для водню. Для сонячної атмосфери при $T=5700K$ і повному числі атомів в 1 см^3

$$N = N_H + N^+ = 10^{16} \text{ см}^{-3}$$

виходить $N^+ = 0,0004N$, тобто водень практично не іонізований. В більш високих шарах атмосфери при $T \sim 6000K$ й $N = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ступінь іонізації $N^+/N = 0,2$

Для практичних обчислень (2.6) приводиться до вигляду

$$\lg \frac{N^+}{N} P_e = \lg \frac{2U_1}{U_0} + \frac{5}{2} \lg T - \chi \frac{5040}{T} - 0,48 \quad (2.9)$$

де U_1 та U_0 – статистичні ваги перших іонів та нейтральних атомів, а χ дається в еВ.

При низьких ρ термодинамічна рівновага порушується. Нижче корональної межі густини, яка реалізується в сонячній короні, розподіли Больцмана й Саха вже не мають місця (при $N_e \sim 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$). Частотою (2.3) при такій N_e можна знехтувати. Іонізаційна рівновага визначається рівновагою процесів (2.4) й

двочасткової рекомбінації – радіаційної або діелектронної. На відміну від (2.3) та (2.4) це процеси різної природи, тому умови далекі від термодинамічної рівноваги.

Схема двочасткової радіаційної рекомбінації:

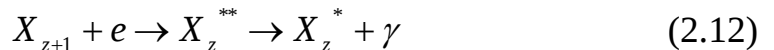


тобто надлишок енергії вільного електрона уноситься γ - фотоном

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - \chi_n \quad (2.11)$$

де χ_n – енергія зв'язку електрона в атомі для того рівня, на який рекомбінує електрон. Випромінювання має неперервний спектр. Збуджені атоми при подальших каскадних переходах на нижчі рівні дають емісійний лінійчатий спектр. Так формується випромінювання в зонах НІІ – світлих туманностях навколо гарячих зірок. Такі об'єкти поширені в місцях зореутворення, в скупченнях міжзоряного газу, в рукавах спіральних галактик. Близько від нас знаходиться Велика Туманність Оріона – саме такий об'єкт. До того ж – знамениті Стожари, та й інші розсіяні зоряні скупчення. Унікальними, вражаючими своїми гігантськими розмірами та потужністю випромінювання є зони НІІ в малих неправильних галактиках типу Магеланових хмар – супутників нашої Галактики.

Діелектронна рекомбінація – захоплення електрона іоном без випромінювання на збуджений рівень, з збудженням одного з електронів іона. Одержаний іон (атом) переходить в звичайний збуджений стан, випромінюючи фотон:



Рекомбінація (2.12) неможлива для водню. Вона відбувається в короні - самій зовнішній частині сонячної атмосфери. Для гелію при $T = 3 \cdot 10^5 \text{ K}$ імовірність (2.12) в 100 разів вища, ніж (2.10).

2.3. Спектральні серії та рекомбінаційні радіолінії

Перші лінії спектральних серій називаються резонансними й позначаються L_α (Лайман-альфа, $2 \rightarrow 1$, $\lambda 1216 \text{ \AA}$), H_α (Бальмер-альфа, $3 \rightarrow 2$, $\lambda 6563 \text{ \AA}$), H_β ($4 \rightarrow 2$, $\lambda 4861 \text{ \AA}$), H_γ ($\lambda 4340 \text{ \AA}$) та H_δ ($\lambda 4102 \text{ \AA}$). Останні лінії серії Бальмера йдуть до ультрафіолетової області.

Як зазначалось в розділі 2.2, перехід $m \rightarrow n$ при $m = \infty$ відповідає випромінюванню в неперервному спектрі – континуумі. Лайманівський континуум – це всі $\lambda \geq 912 \text{ \AA}$, бальмерівський – $\lambda \geq 3646 \text{ \AA}$.

В міжзоряному високорозрідженому іонізованому газі можлива рекомбінація на високі рівні, недосяжна в лабораторних умовах. Присутність сусідніх атомів робить електрон вільним вище критичного рівня (формула Інгліса-Теллера):

$$n_* = \frac{10^3}{N^{2/15}}$$

В атмосферах зірок $N \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, тому $n_* \sim 10$, а в міжзоряному газі $N \approx 10 \text{ cm}^{-3}$, і $n_* \sim 1000$. Тому такий газ випромінює неперервний спектр, в якому висвітлені майже

повні континууми: лайманівський, балмерівський та ін., включаючи ультрафіолетову та інфрачервону області, й радіодіапазон.

При значних густинах відбувається розщеплення та зміщення рівнів під дією електричного поля (ефект Штарка), тому в лабораторних умовах не спостерігаються окремі лінії при переходах між високозбудженими рівнями.

При підтримці іонізації згідно з:

$$h\nu = \chi_n + \frac{mv^2}{2}, \quad (2.13)$$

відбувається нагрівання газу; частка енергії переходить потім в теплове випромінювання.

Осідаючи на високих рівнях, електрони здійснюють переходи між найближчими рівнями, даючи слабкі радіолінії, що називаються рекомбінаційними:

$$\nu = cRz^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (2.14)$$

де $R=1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. Через близькість цих рівнів штарківське уширення для них майже однакове, тому різниця енергій зберігається, й радіолінії спостерігаються до високих n . З виявлених ліній найкоротша за довжиною хвилі $H42_\alpha$ ($\lambda=3,5\text{мм}$) та найдовша $H300_\alpha$ ($\lambda=1,25\text{мм}$). Велике значення рекомбінаційних ліній в тому, що вони дозволяють виявити зони HII та процеси в них (по штарківському та доплерівському уширенню) навіть тоді, коли ці зони закриті пилом, великі маси якого входять до дискової складової спіральних галактик, в тому числі й нашої. На жаль, цей пил поглинає видимі промені значної частини Галактики, але завдяки рекомбінаційним радіолініям вдалося намітити загальний розподіл HII в Галактиці, тобто її структуру в плані.

Для водню швидкість рекомбінації пропорційна $N_e \cdot N_p$, причому $N_e = N_p$. Тому енергія, випромінювана стовпом однорідного газу товщиною l , пропорційна мірі емісії:

$$ME = N_e^2 \cdot l \quad (2.15)$$

2.4 С Часові масштаби релаксаційних процесів

За час релаксації параметр системи зменшується у $e=2,72$ рази, тобто система наближається до рівноважного стану. Релаксаційними є процеси рекомбінації та переходів з вищих рівнів на нижчі. Коефіцієнт рекомбінації на n – рівень:

$$\alpha(T) = \alpha_1 + \alpha_2 + \dots = \sum_n \alpha_n.$$

Для водню теорія дає:

$$\alpha(T) = 4 \cdot 10^{-13} \left(\frac{10^4}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

Якщо в момент $t=0$ відбулась миттєва іонізація водню, то характерний час релаксації

$$\tau_p = \frac{1}{\alpha(T)N_e} \quad (2.17)$$

Середня тривалість життя атома у збудженому стані m :

$$\tau_m = \frac{1}{\Gamma_m} \quad (2.18)$$

де Γ_m – постійна затухання. Наприклад, при $n=2$, $\tau_2 = 2 \cdot 10^{-9}$ с, при $n=3$, $\tau_3 = 10^{-8}$ с, при $n = 100$, $\tau_{100} = 0,01$ с.

2.5 С Заборонені лінії

Це лінії, заборонені правилами вибору. Оскільки спін протона $m_s = \frac{1}{2}$, то повний момент атома водню в основному стані має два значення: $F = 1$ (спіни протона й електрона паралельні) та $F = 0$ (антипаралельні). Перехід $1 \rightarrow 0$ утворює заборонену радіолінію водню $\lambda=21$ см ($\nu=1420,4$ МГц), найбільш важливу для астрофізики. За час близько $11 \cdot 10^6$ років орієнтація спінів спонтанно змінюється з випромінюванням радіофотона, а величезна поширеність атомарного водню дозволяє реєструвати випромінювання, незважаючи на малу імовірність процесу. Радіолінія 21см слугує індикатором водню, навіть закритого пилом. Вона випромінюється з метастабільного рівня ($\tau \sim 10^{-5}$ с до діб). Окрім поглинання фотона, атом збуджується внаслідок певного зіткнення з електроном (удар 1 роду). Але зіткнення збудженого атома з електроном може збільшити енергію електрона, через що атом перейде на нижчий рівень (удар 2 роду). Заборонені лінії можливі при густині середовища, достатній для збудження метастабільних рівнів ударами 1 роду, але час між ударами повинен бути довшим, ніж час перебування атома у метастабільному стані. При цьому $N \sim 10$ см⁻³, що є в міжзоряному середовищі, газових туманностях та сонячні короні. Значну частину випромінювання туманностей складають заборонені лінії ОІІ та УФ-лінія іона ОІІ. Спостереження на $\lambda=21$ см визначають розподіл H I в Галактиці та близьких галактиках, а по ефекту Доплера – швидкість руху водневих хмар.

2.6 С Розподіли Больцмана та Максвелла

В класичній фізиці розподіл частинок ідеального газу по енергетичним рівням в умовах термодинамічної рівноваги описується функцією Больцмана:

$$f_b(E) = A e^{-\frac{E_i}{kT}}.$$

При даній T :

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{U_m}{U_n} \cdot e^{-\frac{(E_m - E_n)}{kT}}.$$

В атмосферах зірок процеси $m \leftrightarrow n$ врівноважені, й зберігається іонізаційна рівновага. Концентрація атомів на будь-якому n -ому рівні визначається формулою Больцмана. Для атома водню:

$$\frac{N_n}{N_1} = n^2 \cdot e^{-\frac{\chi_1 - \chi_n}{kT}} \quad (2.19)$$

Для сонячної атмосфери при $T_{\text{ef}} = 5700\text{K}$, $N_2 = 4,2 \cdot 10^{-9} N_1$ – водень майже повністю знаходиться в основному стані. Розрахунки по формулам (2.19) та (2.8) показують, що більш імовірний перехід електрона у вільний стан, ніж на збуджений рівень.

В рівноважному стані кількість частинок, що мають швидкість в інтервалі $(v + \Delta v)$ дається формулою Максвелла:

$$dN_v = N f(v) dv = N \cdot 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \cdot v^2 dv \quad (2.20)$$

Максимуму $f(v)$ відповідає найімовірніша швидкість

$$v_B = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (2.21)$$

В (2.19) входить так звана кінетична температура, в (2.19) – температура збудження, в (2.5–2.8) – температура іонізації. В стані локальної термодинамічної рівноваги ці температури однакові. Якщо ж ця температура входить до (1.15), то термодинамічна рівновага є повною. Розподіл Максвелла виконується для плазми в зірках головної послідовності, а також міжзоряного та міжпланетного середовищ, в котрих окремо розглядаються електронний та іонний газ з своїми температурами.

2.7 С Ефект Доплера

Ефект Доплера має виключно важливе значення в астрофізиці, тому що дозволяє по зміщенню та уширенню ліній визначати променеві швидкості об'єктів, швидкості руху газових хмар, рукавів спіральних галактик, викидів з ядер активних галактик тощо. В загальному випадку частота, що сприймається (рис.2.1):

$$\nu = \nu_0 \frac{\nu - \nu_n'}{\nu - \nu_D} = \nu_0 \frac{\nu + \nu_n \cos \Theta_n}{\nu - \nu_D \cos \Theta_D},$$

де ν_0 - справжня частота; ν - фазова швидкість хвилі в середовищі.

Для електромагнітних хвиль $\nu = c$, й доплерівське зміщення визначається тільки відносною швидкістю джерела та приймача:

$$\nu = \left| \nu_D' - \nu_{\Pi}' \right|.$$

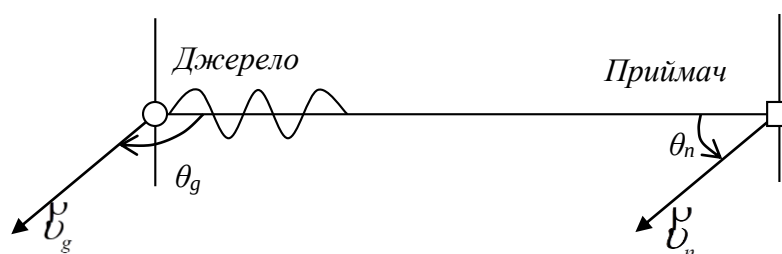


Рисунок 2.1

Сприймана частота:

$$\nu = \frac{\nu_0}{1 - \frac{v}{c} \cos \Theta} \quad (2.22)$$

де Θ – кут між $\vec{v}_D$ та променем зору.

Величина $v = v \cos \Theta$ називається променевою швидкістю. Якщо джерело зближується з приймачем, то $\nu > \nu_0$ (синє зміщення), навпаки – червоне. Для довжини хвилі:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{1 + \frac{v}{c} \cos \Theta} \quad (2.23)$$

Формули (2.22) та (2.23) вірні при $v \ll c$. При $v \sim c$

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (2.24)$$

Тому в системі відрахунку приймача

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c} \cos \Theta} \quad (2.25)$$

При $\Theta=0; \pi$ спостерігається повздовжній ефект Доплера:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{1 \pm \frac{v}{c}}{1 \pm \frac{v}{c}}}, \quad (2.26)$$

де верхній знак буде, якщо приймач віддаляється, й навпаки.

При $v \ll c$ (2.26) приводиться до виду (обмежуючись членами порядку $\frac{v}{c}$):

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right) \quad (2.27)$$

де верхній знак відповідає наближенню джерела. З (2.26) відносна зміна частоти

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = -\frac{v}{c} \quad (2.28)$$

Існує також поперечний ефект Доплера згідно з (2.24) при $\Theta = \frac{\pi}{2}$. Він пояснюється лише релятивістським зменшенням частоти. Розкладаючи (2.24) в ряд Маклорена, отримаємо

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right).$$

Відносна зміна частоти при поперечному ефекті:

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \quad (2.29)$$

По вимірюваному (2.28) можна визначити променеву швидкість зірки, швидкість руху комплексів міжзоряного газу (наприклад, якщо для H_{α} $\Delta\lambda = +0,22\text{\AA}$, то $v=10\text{км/с}$). За допомогою ефекту Доплера Е.Хабблом відкрито закон розширення Всесвіту.

Контрольні питання

1. Що таке потенціал збудження і як він визначається?
2. Що розуміють під потенціалом іонізації атома?
3. Як енергія збудження та іонізації пов'язана з будовою атома?
4. Що таке іонізаційна рівновага, і які фактори її визначають?
5. Як виглядає формула Саха і для чого вона використовується?
6. Які процеси відбуваються при рекомбінації в газі (плазмі)?
7. Що таке спектральні серії? Наведіть приклад.
8. Як виникають рекомбінаційні радіолінії?
9. Який фізичний зміст мають спектральні серії у спектрах атомів?
10. Що таке релаксаційні процеси у фізиці плазми?
11. Які фактори визначають час релаксації в газах та плазмі?
12. Чим відрізняється релаксація енергії від релаксації густини часток?
13. Що таке заборонені спектральні лінії?
14. У яких умовах виникають заборонені лінії?
15. У чому полягає фізичний зміст розподілу Больцмана?
16. Як розподіл Больцмана використовується для опису рівноважного стану атомів?
17. Що таке ефект Доплера і як він проявляється у спектральних лініях?
18. Як визначити швидкість руху джерела випромінювання за допомогою ефекту Доплера?

ТЕМА 3. ЗАДАЧА ПРО ПЕРЕНОС ВИПРОМІНЮВАННЯ

3.1. Рівняння переносу

Первісні γ -кванти, що виникають при ядерних реакціях в надрах зірок ($\lambda \sim 0,001 \text{ \AA}$, $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} = 10^4 \text{ кеВ}$) на шляху до поверхні крізь речовину зірки утворюють багато квантів, у тому числі видимого світла. В зовнішніх шарах Сонця основний засіб передачі енергії – променевий перенос. Вважається, що:

1) будь-який малий об'єм фотосфери знаходиться в стані променевої рівноваги; 2) виконується умова горизонтального газового розшарування на шари однакової густини.

Кінетичний стан речовини описується умовою ЛТР: в будь-якій області газу справедливі закони Больцмана (2.19) та Максвелла (2.20). Стан речовини й випромінювання описується однією температурою даної області зірки. Стан термодинамічної рівноваги характеризується законом Кірхгофа:

$$B_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \quad (3.1)$$

де B_ν – функція Планка (1.15);

j_ν – випромінювальна спроможність одиниці маси в одиницю тілесного кута в частоті ν ;

κ – поглинальна спроможність (непрозорість):

$$\kappa_\nu = \sigma_\nu + k_\nu \quad (3.2)$$

де σ_ν – коефіцієнт чистого розсіювання;

k_ν – коефіцієнт істинного поглинання).

Чисте розсіювання – це захоплення кванта атомом і подальше перевипромінювання в тій же частоті, але з іншими напрямком і з зменшенням інтенсивності в напрямку спостерігача. Некогерентне розсіювання призводить до перерозподілу енергії за частотами.

Істинне поглинання відбувається, якщо енергія захопленого кванта повністю йде на збільшення кінетичної енергії атома (молекули). Воно проходить в частотах неперервного спектра та в окремих частотах при ударах 2 роду.

При проходженні через шар речовини зірки довжиною dl випромінювання як послаблюється за рахунок поглинання, так і підсилюється за рахунок випромінювання шару. Тому зміна інтенсивності dI_ν на відрізку dl визначається рівнянням переносу

$$\frac{dI_\nu}{dl} = j_\nu \rho - I_\nu \kappa_\nu \rho \quad (3.3)$$

Розв'язання (3.3) в загальному виді складне. Оскільки $I_\nu = f(h, \nu, \theta)$ в даній точці (рис.3.1). Розділимо (3.3) на $\kappa_\nu \rho$:

$$\frac{dI_\nu}{\kappa_\nu \rho dl} = B_\nu - I_\nu \quad (3.4)$$

Величина $d\tau_\nu = \kappa_\nu \rho dh$ називається елементом оптичної товщини, причому

$$dl = -\frac{dh}{\cos \theta}.$$

Оптична товщина

$$\tau_v = \int_0^h \kappa_v \rho dh \quad (3.5)$$

Тоді (3.4):

$$-\frac{dI_v}{\kappa_v \rho \frac{dh}{\cos \theta}} = B_v - I_v(\theta),$$

або

$$\frac{dI_v(\theta) \cos \theta}{d\tau_v} = I_v(\theta) - B_v \quad (3.6)$$

де $I_v(\theta)$ – інтенсивність випромінювання в напрямі θ .

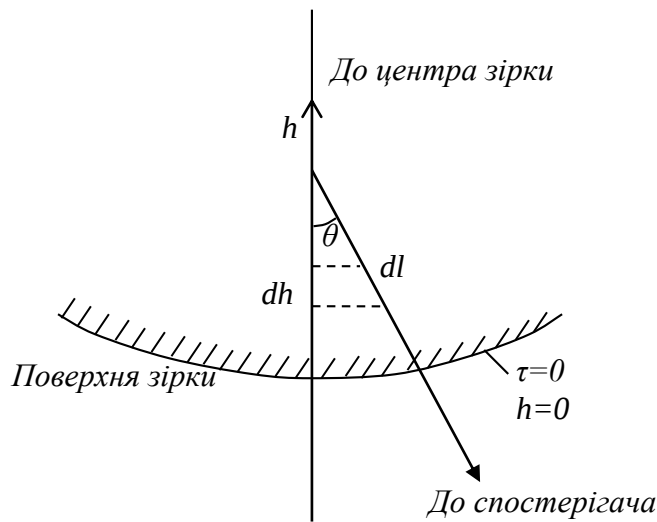


Рисунок 3.1

Розв'язування (3.3) показує зміну інтенсивності при переході від однієї τ до іншої, причому вважається, що

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 + \dots$$

Закон поглинання:

$$I_v = I_0(\nu) e^{-\tau_v} \quad (3.7)$$

Рівняння переносу розв'язується для конкретних задач, насамперед для променевого переносу в фотосфері. Там ρ значна, й значне поглинання в неперервному спектрі. В більш високих шарах атмосфери ρ мала, й τ_v тут стає великою для поглинання в лініях.

Умовно вважається, що середовище має більшу τ_v , якщо $\tau_v > 1$, так як згідно з (3.7) при $\tau_v = 1$

$$\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)} = \frac{1}{e} = 0,37,$$

тобто з $\tau_v = 1$ виходить менше 0,37 частини випромінювання. Розв'язання рівняння переносу дає залежність $I_v(\tau_v, \theta)$:

$$I_v(\tau_v, \theta) = \int_{\tau_v}^{\infty} B_v e^{-\frac{(t_v - \tau_v)}{\cos \theta}} \cdot \frac{1}{\cos \theta} dt_v,$$

де I_v знаходиться як сума інтенсивностей, що випромінюються всіма рівнями t_v від ∞ до τ_v .

З (3.3) витікає $I=f(\theta)$, що виявляє себе як затемнення до краю диска Сонця. До спостерігача доходять в основному кванти з тонкого ($t_v \sim 1$) поверхневого шару. Чим більше θ тим з меншої оптичної товщини τ_v приходять кванти до спостерігача (рис.3.2). В болометричному випромінюванні закон затемнення до краю:

$$I(\theta, 0) = I(0, 0) \cdot (1 - U + U \cos \theta) \quad (3.8)$$

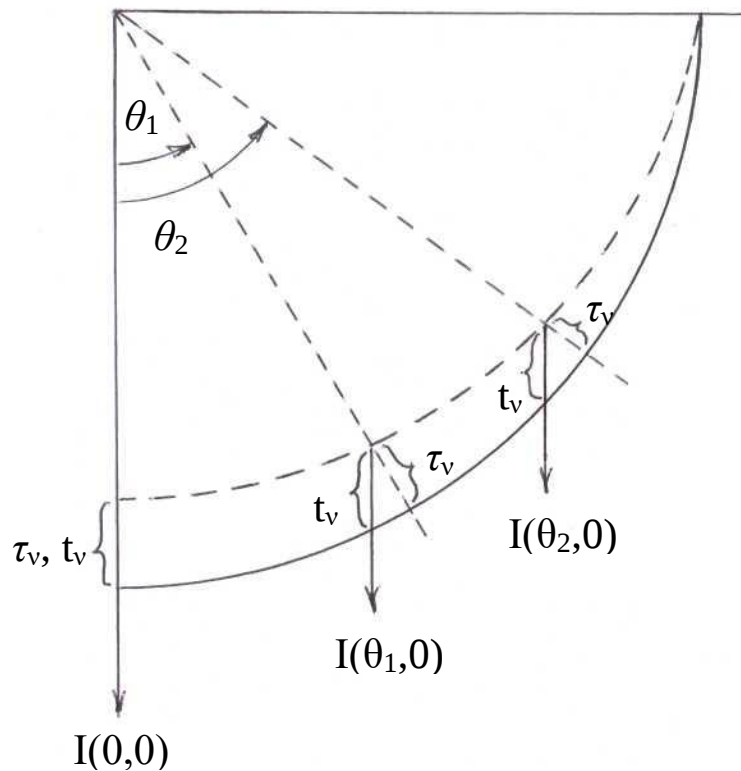


Рисунок 3.2

Спостережені значення коефіцієнта U дорівнює 0,56. З збільшенням ν затемнення збільшується, але ні при яких ν $U \neq 1$, тобто повного затемнення до краю нема, і в атмосфері Сонця домінує не конвективна, а променева рівновага.

Для розв'язання (3.3) вводиться середня інтенсивність, відповідна до середнього значення функції $\cos(\overline{\cos} = \frac{1}{2}$ або $\frac{1}{3})$. В центрі диска основне випромінювання виходить з шару з $\tau \sim \frac{2}{3}$ ($T_{eff} = 5700K$). Якщо ϵ_v не залежить від ν (сіра речовини), то

$$T^4 = \frac{T_{eff}^4}{2} \left(1 + \frac{3}{2} \tau\right) \quad (3.9)$$

або

$$T^4(\tau) = \frac{3}{4} T_{ef}^4 \left(\tau + \frac{1}{\sqrt{3}} \right).$$

З (3.9) поверхнева температура ($\tau=0$):

$$T_0^4 = \frac{\sqrt{3}}{4} T_{ef}^4 = 0,811 T_{ef}^4 \quad (3.10)$$

3.2. Механізми теплового випромінювання (поглинання). Коефіцієнт поглинання

При тепловому випромінюванні (поглинанні) відбуваються такі переходи електрона:

1) зв'язано-зв'язані; 2) зв'язано-вільні; 3) вільно-вільні. При першому з них ($\nu = \nu_{\pi}$) відбувається резонансне випромінювання (або селективне поглинання) в лінії

$$\varepsilon_m - \varepsilon_n = h\nu_{mn}.$$

На границях ліній $\nu_{\pi 1}, \nu_{\pi 2}, \dots$ коефіцієнт κ_{ν} максимальний, і він зменшується в полосах в бік більших частот (рис. 3.3).

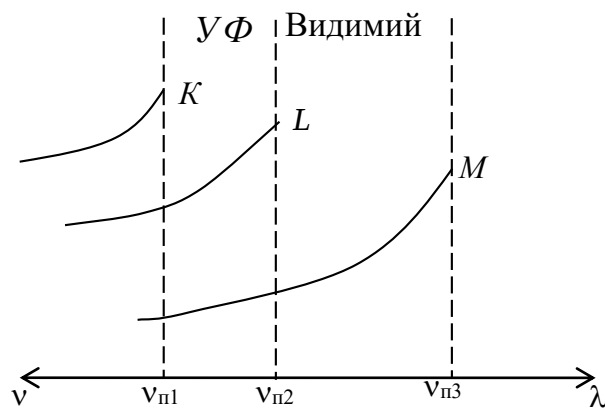


Рисунок 3.3

Поки газ прозорий, видні в основному емісійні лінії. З зростанням τ_{ν} (ρ та T) вони поступово зникають на фоні неперервного спектра. Зв'язано-вільні й вільно-вільні переходи формують суцільний спектр теплового випромінювання. Вільно-вільні переходи супроводжуються випромінюванням (поглинанням) при русі електрона поблизу атома або іона, разом із зміною кінетичної енергії електрона.

Інший, крім теплового, граничний випадок теплового випромінювання - це випромінювання плазми в локальній термодинамічній рівновазі (оптично тонка плазма). Інтенсивність, що спостерігається:

$$I_{\nu} = B_{\nu} (1 - e^{-a_{\nu} l}) = B_{\nu} (1 - e^{-\tau_{\nu}})$$

при $\tau_{\nu} \ll 1$

$$I_{\nu} = B_{\nu} \frac{\tau_{\nu}}{1 + \tau_{\nu}} \approx B_{\nu} \tau_{\nu}.$$

Але $a_\nu \sim N_e^2 \sqrt{T}$, тому

$$I_\nu \sim N_e^2 \sqrt{T} \cdot l = ME \sqrt{T}$$

згідно з (2.14). Тобто інтенсивність випромінювання оптично тонкої плазми пропорційна мірі емісії й не залежить від ν . Неперервний спектр випромінювання зумовлений в основному гальмівним випромінюванням та фоторекомбінацією електронів на позитивних іонах. В холодній плазмі ($KT < 0,5 \text{ eV}$) головним є тормозне випромінювання на нейтральних атомах та негативних іонах та фото захоплення електрона з утворенням негативного іона. Це характерно для зовнішніх шарів зірок. Поглинання в атмосфері Сонця проводиться в основному іонами H^- : вже інфрачервоний фотон ($\lambda \approx 8000 \text{ \AA}$) руйнує іони H^- ; вони поглинають в полосі видимого світла й сусідніх ділянок.

З зростанням τ_ν випромінюючого шару плазми I_ν підсилюється ($I_\nu \sim ME$), поки для даної частоти ν поглинання не стає істотніше за розсіювання. В оптично товстій плазмі ($\tau_\nu \geq 1$) проходить перехід до чорнотілого випромінювання: зв'язано-

зв'язані переходи не відіграють ролі, й при $\frac{h\nu}{KT} \ll 1$ справедлива формула (1.16).

Таким чином, чорнотіле випромінювання йде з надр зірки, а в зовнішніх шарах (коли вихід випромінювання істотний) воно наближається до випромінювання сірого тіла з деякою T_{ef} .

При вивченні зоряних атмосфер використовується об'ємний коефіцієнт поглинання α , осереднений за всіма частотами. Для водню при $T \gg 10000^\circ$

$$\alpha \approx 10^{21} \frac{\rho^3}{T^{7/2}} \quad (3.11)$$

3.3 С Бальмерівський стрибок

Бальмерівський стрибок – це явище в спектроскопії, яке пов'язане з різкою зміною інтенсивності випромінювання або поглинання в спектрі зірки поблизу певної довжини хвилі в ультрафіолетовій області (близько 364,6 нм). Цей ефект виникає через зміну кількості електронів, що можуть переходити між енергетичними рівнями атома водню, які відповідають Бальмеровій серії.

За інтенсивністю і формою Бальмерівського стрибка можна визначати температури і типи зірок. Також, дослідження цього стрибка дає інформацію про щільність і іонізаційний стан атмосфери зірки.

По відомому α при даній T_{ef} можна обчислити інтенсивність випромінювання, що виходить на поверхню зірки. Максимальним α стає за межею серії (ділянка DC на рис.3.4), тому в цих довжинах хвиль на поверхню виходять лише кванти, випромінені самими зовнішніми шарами фотосфери, де T мала.

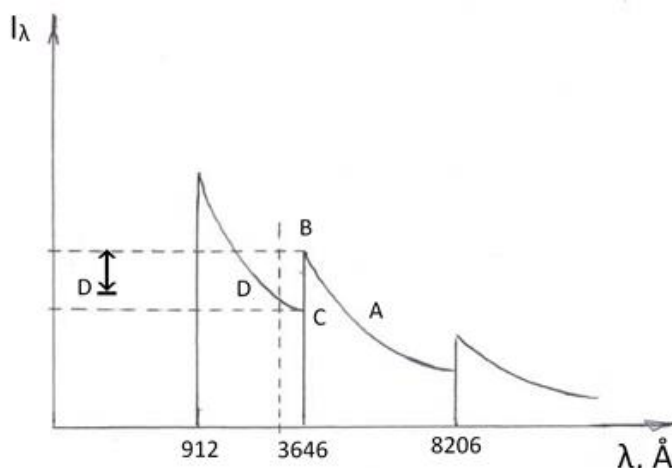


Рисунок 3.4

Інтенсивність тут менша, ніж до межі (ділянка AB). Логарифм відношення інтенсивностей по обидва боки межі серії Бальмера називається бальмерівським стрибком

$$D = \lg \frac{I_{3646-}}{I_{3646+}}.$$

Значення D залежить від температури атмосфери: при $T = 10500\text{K}$ – $D = 0,49$; $T = 15000\text{K}$ – $D = 0,22$; $T = 20000\text{K}$ – $D = 0,11$. Особливо великий D у зірок класу A , тобто там поглинання йде в головному за рахунок іонізації водню. У Сонця D слабкий, тобто роль водневого поглинання в атмосфері мала.

3.4 С Природа та механізми переносу у чорних дірах і їх акреційних дисках

Чорні діри (ЧД) – це екстремальні космічні об'єкти, де гравітаційне поле настільки сильне, що навіть світло не може вирватися з їх горизонту подій. Вони утворюються в результаті колапсу зірок або як наслідок злиття нейтронних зірок чи інших масивних об'єктів. Навколо чорних дір часто спостерігається наявність акреційних дисків, які складаються з газу та пилу, що обертаються навколо чорної діри, поступово спіралізуючи до неї. Ці об'єкти є одними з найбільш загадкових і вивчених у астрофізиці, оскільки вони дають змогу досліджувати фізику в умовах сильного гравітаційного поля та екстремальних температур.

Акреційний диск складається з гарячого газу, який обертається навколо чорної діри, і в процесі свого руху сильно нагрівається через тертя між його шарами та гравітаційне стиснення. Газ в акреційному диску може досягати температур від десятків до мільйонів кельвінів, в результаті чого він випромінює електромагнітне випромінювання в широкому спектрі, включаючи рентгенівські та ультрафіолетові хвилі. Перенос випромінювання в акреційному диску – складний процес, що включає декілька основних механізмів. Акреційний диск випромінює теплове випромінювання, яке характеризується чорним тілом з певною температурою. Через сильне тертя в диску газові частинки постійно передають енергію один одному, і це приводить до генерації тепла, що в свою чергу випромінюється в

електромагнітному спектрі. В нижніх шарах диска, ближче до чорної діри, температура може досягати мільйонів Кельвінів, що обумовлює рентгенівське випромінювання. Важливим механізмом переносу випромінювання в акреційному диску є розсіювання та поглинання випромінювання атомами та іонами газу, що складають диск. Поглинання та розсіювання можуть змінювати спектр випромінювання, що виходить з диска, а також впливати на розподіл енергії всередині диска. Зокрема, високотемпературні області диска випромінюють рентгенівські промені, які можуть бути поглинені іншими частинами диска і переадресовані в більш низькоенергетичному діапазоні. Оскільки акреційний диск знаходиться в сильному гравітаційному полі чорної діри, випромінювання, яке покидає диск, зазнає гравітаційного червоного зсуву. Це явище означає, що світло, що йде від диска, спостерігається зменшеним за енергією (довжина хвилі збільшується), що відбувається через гравітаційний вплив чорної діри на випромінювання. Гравітаційне червоне зсування може сильно змінити вигляд спектра, особливо для випромінювання, яке походить з дуже близьких до горизонту подій ділянок диска. В околицях чорної діри можуть виникати потоки частинок, які рухаються з релятивістськими швидкостями. В результаті присутності сильних магнітних полів ці частинки випромінюють синхротронне випромінювання, яке є важливим компонентом електромагнітного спектра, особливо в рентгенівському та радіодіапазонах. Синхротронне випромінювання може забезпечити важливу інформацію про структуру та динаміку акреційного диска, а також про наявність високошвидкісних частинок у його околицях.

Особливість чорної діри полягає в її горизонті подій – межі, за якою гравітаційне поле настільки сильне, що навіть світло не може втекти з цього регіону. Тому, хоча акреційний диск може випромінювати величезну кількість енергії в зовнішній простір, будь-яке випромінювання, яке виникає всередині горизонту подій, не може бути спостережуване. Це створює важливі обмеження на те, як ми можемо спостерігати за чорними дірами та їх акреційними дисками.

У зовнішніх шарах диска, на відстані від чорної діри, випромінювання має тенденцію бути поглиненим та розсіяним. Виходячи з цих особливостей, вчені часто використовують моделі акреційних дисків, які враховують всі ці процеси, для того щоб зробити висновки про фізику чорних дір на основі спостережень. Точні спектри, що виходять з таких систем, є важливими для визначення параметрів чорної діри, таких як її маса, спін, та фізичні властивості самого диска.

Контрольні питання

1. Що описує рівняння переносу у астрофізиці?
2. Які основні фізичні параметри враховуються в рівнянні переносу?
3. Як пов'язані джерельна функція та інтенсивність випромінювання у рівнянні переносу?
4. Які основні механізми теплового випромінювання існують у астрофізиці?
5. Як температура впливає на інтенсивність теплового випромінювання?
6. У чому полягає різниця між тепловим випромінюванням і нетепловим випромінюванням?
7. Що таке Бальмерівський стрибок і як він виникає?
8. Як змінюється спектр випромінювання в області Бальмерівського стрибка?

9. Які астрофізичні об'єкти демонструють виражений Бальмерівський стрибок?

10. Чому випромінювання, що виходить з акреційного диска чорної діри, піддається гравітаційному червоному зсуву, а що відбувається з випромінюванням, яке виникає всередині горизонту подій?

11. Які особливості спектру випромінювання чорних дір, що спостерігається з Землі, можна пов'язати з процесами переносу випромінювання в акреційному диску?

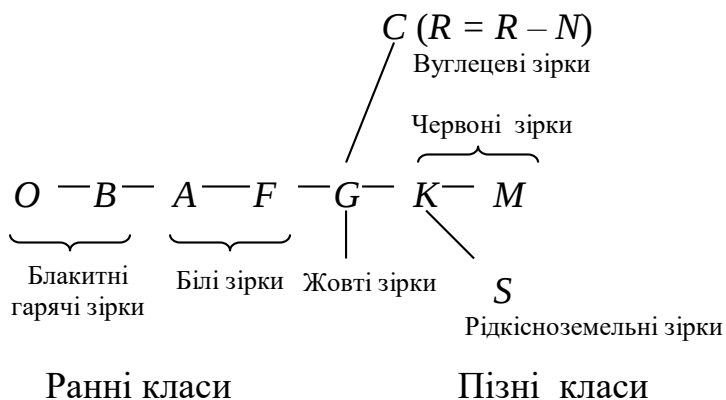
ТЕМА 4. ЗОРЯНІ СПЕКТРИ

4.1. Матеріальна єдність світу

Вивчення спектральних ліній зоряних атмосфер дозволяє оцінити загальну кількість поглинаючих атомів даного елемента, що знаходиться в певному енергетичному стані і межах визначеного шару. Кожній стадії іонізації відповідають певні спектральні лінії, які відображають фізичні умови в атмосфері зірки, зокрема температуру, густину та тиск. Встановлено, що всі доступні для спостережень зірки, міжзоряне середовище та галактики складаються з одних і тих же елементів, поширеність яких по мірі зростання атомної маси в цілому зменшується. Найбільш поширеними елементами є водень та гелій, які утворюють основу хімічного складу зірок. Другий стрибок поширеності елементів спостерігається поблизу елементів групи заліза, які є продуктами нуклеосинтезу в масивних зірках і вибухах наднових. Однак, хімічний склад зірок не є абсолютно однорідним. Вміст важких елементів (металів) варіюється залежно від віку зірки, її еволюційної стадії та металевості – показника, який відображає співвідношення важких елементів до водню. Молоді зірки, сформовані з газу, збагаченого продуктами зіркового нуклеосинтезу, зазвичай мають більший вміст металів, ніж старі зорі, що сформувалися в ранні епохи еволюції Всесвіту. Хімічний склад також може відрізнятися в залежності від особливостей процесів у самій зірці. Наприклад, зорі з великим випромінюванням часто втрачають зовнішні шари, що змінює співвідношення елементів, видимих у спектрі. Крім того, у деяких зірках можуть спостерігатися аномалії у вмісті елементів через внутрішнє перемішування речовини або процеси акреції матеріалу з міжзоряного середовища чи від зорі-компаньйона в подвійній системі. Спектроскопічні дослідження також виявили існування зірок із низьким вмістом металів, які вважаються одними з найстаріших об'єктів у Всесвіті, а також зірок із незвично високим вмістом елементів, таких як вуглець чи кисень, що може свідчити про специфічні ядерні реакції або масообмін між зірками в подвійних системах. Такі відмінності дозволяють не лише визначати вік і еволюційний статус зірок, але й вивчати історію формування елементів у Всесвіті.

4.2 Спектральна класифікація зірок та її фізичні основи

Спектр випромінювання зірок є суцільним, з темними лініями поглинання (в зоряних атмосферах) і, іноді, з яскравими емісійними лініями, що виникають у верхніх шарах зірок. Вид спектра визначається температурою, тиском в атмосфері, хімічним складом, швидкістю обертання зірки та іншими факторами. Дослідження спектрів зірок почалося з 1385 року, а їх класифікація була систематизована в каталозі Г.Дрейпера. У цьому каталозі використовується Гарвардська класифікація – послідовність спектральних класів: O, B, A, F, G, K, M.



Кожний клас розділений на 10 підкласів (наприклад A_0 , G_2 , F_5 тощо).

Класифікація заснована на оцінках відносної інтенсивності та виду спектральних ліній. Розглянемо основні особливості спектрів зірок різних класів.

О-клас (блакитні зірки). Характерні лінії нейтрального та іонізованого гелію ($H\text{I}$; HeI , HeII), багатократно іонізованих Si , C , N , O (Si IV , C IV , C III , N III та ін.). $T \sim 40\text{--}28$ тис. К. Приклади: λ Оріона, ξ Цефея, ξ Персея.

В-клас (блакитно-білі зірки). Лінії нейтрального гелію (He I), з'являються лінії нейтрального водню (H I). Присутні слабкі фраунгоферові лінії іона Ca II ($\lambda 3968 \text{ \AA}$). Температура: $28\text{--}10$ тис. К. Приклади: γ Оріона, α Діви, γ Персея.

А-клас (білі зірки). Найбільш інтенсивні лінії нейтрального водню (H I). Зникають лінії гелію He . Є лінії H і K , які підсилюються до класу F , та слабкі лінії металів (Fe , Mg). Температура: $10\text{--}7$ тис. К. Приклади: α Великого Пса, α Ліри, γ Близнюків.

F-клас (жовтувато-білі зірки). Послабляються лінії H I . Інтенсивні лінії молекулярного водню, калію, H і K . Чисельні лінії металів, що підсилюються до класу G . З'являється лінія CaI та «полоса G » ($\lambda 4310 \text{ \AA}$), утворена зливанням кількох ліній FeI , Ca , TiII . Температура: $7\text{--}6$ тис. К. Приклади: δ Орла, δ Близнюків, α Малого Пса, α Персея.

G-клас (жовті зірки, тип Сонця). Інтенсивні фраунгоферові лінії, CaI , FeI , FeII й металів, полоса G . Приклади: Сонце (G_2), α Візничого. $T \sim 6\text{--}5$ тис. К.

K-клас (помаранчеві зірки). Максимально інтенсивні H і K , CaI . Інтенсивні лінії металів, полоса G . Починаючи з K_5 – полоси поглинання TiO . Температура: $3,5$ тис. К. Приклади: α Волопаса, β Близнюків, ϵ Лебедя, α Тільця.

M-клас (червоні зірки). Полосатий спектр з різкими полосами поглинання TiO й інших молекулярних сполук. Помітні лінії металів, H і K , CaI . Полоса G слабшає. Температура: $5\text{--}2$ тис. К. Приклади: α Оріона, α Скорпіона, O Кита .

Розгалуження спектральної послідовності пов'язане з тим, що зірки класу R відзначаються додатковими сильними полосами поглинання молекул C та ціана (CN). У зірок класу N ці полоси ще сильніші, – їх називають вуглецевими. У зірок класу S – полоси окислів цирконія, іттрія, лантана. Зірки Вольфа–Райє з широкими лініями випромінення (Температура: 100 тис. К) віднесені до класу W .

В спектрах зірок одного й того ж класу при незмінній температурі інтенсивність ліній поглинання збільшується з зменшенням тиску. Згідно з (2.6) ступінь іонізації залежить не тільки від температури, а й від концентрації частинок.

Тому, при однаковій температурі в розрідженій атмосфері гіганта ступінь іонізації вища, ніж в більш згущеній атмосфері карлика. Значить, при однаковій кольоровій температурі гігант належить до більш раннього спектрального підкласу, ніж карлик. Встановлена залежність колір – світність, в якій спектру зірки дається спектральний клас та клас світності по M (для класів $F-G$):

I – надгіганти ($M=-4,7 \div -10$)

II – яскраві гіганти ($M=-2,2$)

III – слабкі гіганти ($M=+1,2$)

IV – субгіганти ($M=+2,7$)

V – карлики ($M=+4$)

VI – субкарлики ($M=+5 \div +6$)

VII – білі карлики ($M=+13 \div +15$)

Ця класифікація дозволяє визначати фізичні характеристики зірок, включаючи їх масу, радіус і світність.

4.3 С Еволюція спектрів зірок в залежності від їх віку та маси

Еволюція спектрів зірок залежить від їх віку, маси, а також хімічного складу. Спектр зірки визначається температурою її поверхні, яка, в свою чергу, змінюється протягом життя зірки в залежності від її еволюційного етапу. Зірки різної маси мають різні шляхи еволюції, і це впливає на їх спектральні характеристики. Ось як змінюється спектр зірки на різних етапах її еволюції:

1. Молоді зірки на головній послідовності. Зірки, що перебувають на головній послідовності, мають стабільну температуру, яка залежить від їх маси. Температура визначає спектр зірки, і чим гарячіша зірка, тим вона більше випромінює в синій частині спектра. Гарячі зірки масою понад 2-3 сонячні мають спектр, що характеризується лініями поглинання водню та гелію, а також інших важких елементів (О, В клас). Зірки цих класів (О, В) є дуже яскравими і мають спектри, багаті на лінії поглинання. Для менш масивних зірок (А, F, G класів), як, наприклад, наше Сонце (тип G2), спектр збагачується лініями металів, таких як залізо, кальцій і магній. Ці зірки випромінюють у більшій частині у видимому спектрі.

2. Зорі середньої маси (перехід до червоних гігантів). З плином часу, коли зірка вичерпує водень у своєму ядрі, вона починає стискатися і нагріватися, що спричиняє розширення її зовнішніх шарів і зниження температури поверхні. Під час цього етапу зірка переходить до стадії червоного гіганта (клас К або М). Її спектр змінюється, і лінії поглинання водню стають менш виразними, а спектр набуває більш червонуватого відтінку, збагачується лініями металів, таких як титанові та молекули, зокрема молекули оксиду титану (TiO). Червоні гіганти мають більший розмір, і температура їх поверхні знижується до 3,000-5,000 K, що надає їм червоний колір.

3. Зорі великої маси (гіганти, супергіганти). Зірки з масою в 8 разів більшу за масу Сонця проходять через етапи розширення і охолодження, ставши червоними або навіть жовтими супергігантами. Як і для зірок середньої маси, зірки великої маси переходять у червоний спектр, але їх спектри містять інші особливості через

вищі температури. Вони зберігають багато ліній водню, але також мають сильні лінії металів, таких як вуглець, кисень, кальцій, що є характерними для зірок класів К і М. Зірки типу супергігант (тип І) можуть бути ще більшими і холоднішими, із більш інтенсивними молекулярними лініями.

4. Етап червоної супергігантської зірки і кінцеві стадії еволюції. Коли зірка масою понад 8 сонячних переходить до кінцевих стадій еволюції, її температура значно знижується, і вона досягає стадії червоної супергігантської зірки або навіть відривається від головної послідовності. Зазвичай на цьому етапі температура зірки стає близько 4,000 К або менше. У цьому випадку спектр змінюється, а зірка може досягати класів, таких як К, М або навіть типу L, з величезною кількістю молекулярних ліній, таких як TiO, CN та інші, характерні для червоних гігантів.

5. Після наднової: білий карлик, нейтронна зірка або чорна діра. Після вибуху наднової зірка може стати білим карликом, нейтронною зіркою або навіть перетворитися на чорну діру, залежно від її початкової маси. Білий карлик: Має дуже гарячу поверхню (температура може досягати 100,000 К і більше), але з часом його температура зменшується, і його спектр стає слабким, з лініями поглинання водню та металів. Нейтронна зірка: Може мати спектр, який включає інтенсивне рентгенівське випромінювання та синхротронне випромінювання через сильне магнітне поле, а також характерні пульсації через обертання зірки. Чорна діра: Чорна діра сама по собі не випромінює світла, але її акреційний диск може створювати інтенсивне випромінювання в рентгенівському та ультрафіолетовому діапазоні.

4.4 С Ефекти обертання та турбулентності

Розбіжність в спектрах зірок одного класу пов'язана також з різними швидкостями їх обертання навколо осі, а також з міцними турбулентними рухами в зоряних атмосферах. За рахунок ефекту Доплера (2.27) спектральні лінії при обертанні уширюються. Загальне поглинання в лінії не змінюється, тобто зберігається обмежена нею площа, тому вона стає широкою і мілкою (рис.4.1).

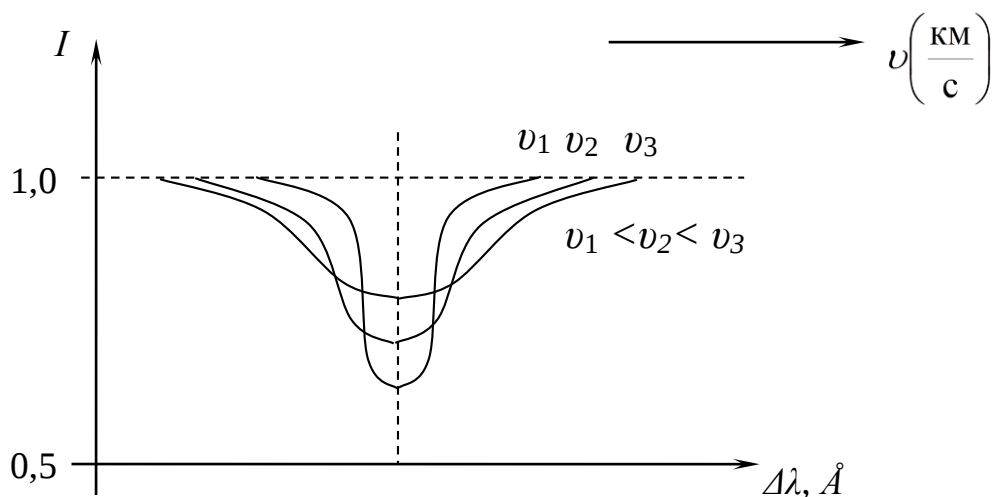


Рисунок 4.1

Спостерігач фіксує складову $v \sin i$ і екваторіальної швидкості (i – кут між віссю обертання та променем зору). Зірки ранніх класів (05 – F5) мають $v \leq 300$ км/с, а пізніх – на 1–2 порядку менше.

Доплерівське уширення, пов'язане з турбулентними рухами газу в атмосферах, не залежить від атомної маси елемента й проявляє себе однаково на всіх лініях. У надгігантів $v \sim 30$ км/с.

Турбулентні рухи газу в атмосферах зірок спричиняють додаткове уширення спектральних ліній, яке називається турбулентним уширенням. Це уширення також є результатом ефекту Доплера, але, на відміну від ротаційного, воно:

- не залежить від атомної маси елемента, тобто однаково впливає на лінії всіх хімічних елементів;
- не змінює положення ліній, лише їхню ширину.

Для різних типів зірок турбулентне уширення суттєво відрізняється:

- у атмосфері надгігантів турбулентність може досягати швидкостей ~ 30 км/с, що значно впливає на профілі спектральних ліній;
- в менш масивних зірок турбулентність, як правило, слабша і вплив цього ефекту менш виражений.

У реальних умовах уширення спектральних ліній є результатом сумарного впливу ротаційного та турбулентного ефектів. Для розділення цих компонентів використовують моделювання профілів ліній, яке враховує внесок обертання ($v \sin i$) та турбулентності.

Дослідження уширення спектральних ліній дозволяє визначати:

- швидкість обертання зірки на екваторі;
- турбулентну швидкість газу в атмосфері;
- тип зірки (гігант, карлик, надгігант) через зв'язок між тиском у атмосфері та ступенем уширення ліній.

Контрольні питання

1. Що розуміється під матеріальною єдністю світу в астрофізиці?
2. Які основні класи зірок виділяють у сучасній спектральній класифікації?
3. Як температура поверхні зірки впливає на її спектральний клас?
4. Як обертання зірки впливає на її спектральні лінії?
5. Що таке доплерівське уширення спектральних ліній і як воно пов'язане з обертанням?
6. Як турбулентні рухи в атмосфері зірки впливають на її спектр?
7. Чому ефекти обертання і турбулентності особливо важливі для дослідження зірок ранніх спектральних класів?

ТЕМА 5. НЕТЕПЛОВІ МЕХАНІЗМИ ВИПРОМІНЮВАННЯ

5.1 Загальна характеристика нетеплового випромінювання

Нетеплове випромінювання є важливим феноменом, що виникає в астрофізичних умовах, де матерія перебуває у нерівноважному стані, а розподіл частинок за енергіями не відповідає рівноважному максвеллівському розподілу. Це випромінювання часто фіксується в космічних об'єктах, зокрема в радіодіапазоні, що свідчить про його поширений характер у Всесвіті.

Механізми генерації нетеплового випромінювання:

1. Вільно-вільні переходи. Виникають при зіткненнях заряджених часток, наприклад, електронів і іонів, коли електрони змінюють свою кінетичну енергію, випромінюючи фотони. У нерівноважній плазмі ці переходи мають нетепловий характер, оскільки розподіл електронів за швидкостями не є максвеллівським.

2. Зв'язано-вільні переходи. Це процеси, в яких електрон, захоплений ядром або іоном, випромінює енергію у вигляді фотона. Якщо плазма перебуває в умовах, коли не досягається локальна термодинамічна рівновага (ЛТР), випромінювання цих переходів буде нетепловим.

3. Зв'язано-зв'язані переходи. Виникають під час переходу електрона між енергетичними рівнями в атомі або іоні. В умовах нерівноважної плазми такі переходи також супроводжуються нетепловим випромінюванням.

4. Рух електронів у магнітних полях (синхротронне випромінювання). Нетеплове випромінювання генерується, коли релятивістські електрони рухаються по спіральних траєкторіях у магнітному полі. Це випромінювання є одним із основних механізмів у багатьох астрофізичних джерелах, таких як пульсари, залишки наднових, активні ядра галактик та релятивістські струмені.

5. Розсіяння електромагнітних хвиль. Релятивістські електрони можуть розсіювати фотони електромагнітних хвиль, підвищуючи їхню енергію. Цей процес відомий як інверсне комптонівське розсіяння і часто спостерігається в астрофізичних системах.

6. Розсіяння плазових хвиль. Умови нерівноважної плазми сприяють розсіянню плазових хвиль на релятивістських електронах, що також є джерелом нетеплового випромінювання.

Нетеплове випромінювання виникає коли:

1. Час термалізації перевищує час втрат енергії на випромінювання. Це означає, що частки не встигають досягти рівноважного стану до моменту втрати енергії на випромінювання. Наприклад, це може статися в умовах високих енергій чи низької густини плазми.

2. Речовина перебуває поза станом ЛТР. Це характерно для багатьох астрофізичних об'єктів, таких як наднові, залишки вибухів наднових, активні ядра галактик, джерела космічних променів тощо.

На відміну від теплового випромінювання, яке описується законом Кірхгофа і залежить лише від температури, нетеплове випромінювання визначається нерівноважною функцією розподілу часток за енергіями. Така функція є ключовою для розрахунку випромінювальної здатності плазми та її спектру. Нетеплове

випромінювання зазвичай має спектр, що описується степеневим законом, а не планківським розподілом, характерним для теплового випромінювання.

Астрофізичні джерелами нетеплового випромінювання є:

- пульсари та магнетари: релятивістські електрони в магнітних полях генерують синхротронне випромінювання;
- залишки наднових: шоківі хвилі, що виникають після вибуху наднової, створюють умови для прискорення часток до релятивістських швидкостей і формування нетеплового спектру;
- активні ядра галактик: струмені (джети), які викидаються з центральних надмасивних чорних дір, є джерелами синхротронного і комптонівського випромінювання.
- космічні промені: частки високих енергій, що рухаються в магнітних полях, генерують випромінювання нетеплового характеру.

5.2 Синхротронне випромінювання

Нетеплове випромінювання, що генерується релятивістськими зарядженими частинками в зовнішніх магнітних полях, знайдене в синхротронах і тому назване синхротронним. Електрон рухається в магнітному полі по спіралі навколо силових ліній з прискоренням, тому випромінює електромагнітні хвилі з частотою, рівною частоті його обертання.

$$\nu_n = \frac{eH}{2\pi mc} (CGC) \quad (5.1)$$

Релятивістський електрон ($E > 1\text{МВт}$, $T \sim 10^{10}\text{ К}$) випромінює з частотою

$$\nu_n^p = \frac{eH}{2\pi m_0 c} \cdot \frac{m_0 c^2}{E} = \frac{ecH}{2\pi E} \quad (5.2)$$

яка пов'язана з (5.1):

$$\nu_n^p = \nu_n \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Такі електрони дають неперервний спектр, причому випромінювання зосереджене у вузькому конусі в напрямку миттєвої швидкості електрона. Кут конуса

$$\theta = \frac{m_0 c^2}{E} \text{ радіан} \quad (5.3)$$

де $E \gg E_0$ – повна енергія.

Неперервність спектра зумовлена ефектом Доплера з урахуванням того, що спостерігач знаходиться в площині орбіти електрона. Сполохи тривалістю

$$\delta t = \frac{2m_0 c}{eH} \left(\frac{m_0 c^2}{E} \right)^2$$

Слідують через проміжки часу, зворотні до (5.2). Максимальна інтенсивність приходить на частоту

$$\nu_m = \frac{eH}{4\pi m_0 c} \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^2 = 5 \cdot 10^6 H E^2 \text{ (Гц)}$$

Спектр синхротронного випромінювання визначається розподілом релятивістських електронів по енергіям:

$$N(E) \Delta E = \frac{k}{E^\gamma} E_0^{\gamma-1} \Delta E \quad (5.4)$$

де $N(E)$ – концентрація електронів з енергією від E до ΔE ;

$$k = (5 \cdot 10^{-9} \div 4 \cdot 10^{-3}) \frac{eB^{1/2}}{\text{см}^3} - \text{константа};$$

$\gamma=2,6$ – показник спектра.

Згідно з (5.4) теоретично отримана формула інтенсивності спектра синхротронного випромінювання (І.С.Шкловський):

$$I_\nu = 1,3 \cdot 10^{-22} (2,8 \cdot 10^8)^{\frac{\gamma-1}{2}} U(\gamma) k H^{\frac{\gamma+1}{2}} \cdot l \cdot \lambda^{\frac{\gamma+1}{2}} \quad (5.5)$$

де $U(\gamma)$ – множник порядку І;

l – довжина області релятивістських електронів по променю зору.

Величина

$$a = \frac{\gamma - 1}{2} \quad (5.6)$$

називається спектральним індексом.

Встановлена залежність інтенсивності радіовипромінювання від ν для сферичної складової Галактики:

$$I_\nu \sim \nu^{-0,82}.$$

При $T(\text{НП})=10^4\text{К}$ в міжзоряному просторі, $kT=1,38 \cdot 10^{-12}\text{ерг}$ та $h\nu \ll kT$ (при $\lambda=1\text{м}$) – умова придатності формули Релея–Джинса (1.16). Тоді повинно бути

$$I_\nu \sim \nu^2 T$$

для $\tau_\nu \rightarrow \infty$. Якщо $\tau_\nu \ll 1$, то при даній T інтенсивність від ν не залежить. І.С. Шкловський встановив в 1952р., що джерела галактичного радіовипромінювання утворюють плоску та сферичну підсистеми Галактики. Для плоскої $I_\nu = \text{const}$, а для сферичної – не відповідає (1.16), тобто не є тепловим.

Синхротронне випромінювання спостерігається в радіо, оптичному, рентгенівському діапазонах при чисельних астрофізичних процесах, що супроводжуються високим енерговиділенням: від залишків спалахів зірок та галактик, пульсарів, квазарів, нейтронних зірок тощо.

5.3 Комптонівське розсіювання електромагнітних хвиль на релятивістських електронах

Нехай між джерелом, випромінюючим з частотою ν_0 , та спостерігачем знаходиться хмара релятивістських електронів з енергією E . Зіткнувшись з таким електроном, фотон набагато збільшує свою енергію, тобто частоту ν . Це зворотний комптон-ефект – один з найважливіших механізмів формування спектрів

рентгенівського та γ – випромінювання космічних об'єктів. При цьому частота фотона

$$\nu = \nu_0 \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \theta_0}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta + \frac{h \nu_0}{\gamma m_0 c^2} (1 - \cos \alpha)} \quad (5.7)$$

де v – швидкість електрона до розсіювання;

α – кут розсіювання;

θ_0, θ – кути між напрямком руху фотона і електрона;

γ – показник спектра;

m_0 – маса електрона.

Частоти, що фіксуються:

$$\frac{\nu_0 \left(\frac{m_0 c^2}{E} \right)^2}{2} \leq \nu \leq 2 \nu_0 \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^2 \quad (5.8)$$

При $E \gg m_0 c^2$ $\nu \gg \nu_0$ й слабе радіовипромінювання фіксується як рентгенівське. Частоти (5.8) різні, бо ν залежить від θ, α та v . Впливає й ефект Доплера, тому що розсіювання йде на рухомих електронах.

5.4 С Розсіювання плазмових хвиль на релятивістських електронах

В умовах космосу в плазмі можливі повздовжні та поперечні плазмові хвилі. Заряд в плазмі нейтралізується зарядами протилежного знаку за межами сфери радіуса D (дебаївський радіус екранування). Колективність плазмових процесів виявляється при $n_e D^3 \gg 1$, тобто якщо енергія кулонівської взаємодії набагато менша $\frac{3}{2} kT$. Плазма, в якій частоти колективних процесів набагато більші частот парних зіткнень, називається беззіткнювальною.

Електронно-плазмові (ленгмюрівські) хвилі виникають при зміщенні електронів при зовнішній дії відносно іонів. Ленгмюрівська частота коливань електронів

$$\omega_{0e} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}} = 5,64 \cdot 10^4 \sqrt{n_e} \text{ (рад/с)}$$

Локальні зміни температури створюють коливання електронів, пов'язані з перепадом електронного тиску й електричного поля. Електричні ленгмюрівські хвилі – повздовжні. Якщо частота коливань близька до ω_{0e} , то фазова швидкість плазмової хвилі може бути порядком швидкості теплового руху електронів. Такі хвилі швидко затухають (беззіткнювальне затухання Ландау). Розсіювання повздовжніх плазмонів на релятивістських частинках, які нижать плазму, генерує нетеплове випромінювання, інтенсивність якого залежить від частоти:

$$I_\nu \sim \nu^{-\frac{\gamma+3}{2}} \quad (5.9)$$

тобто значно крутіше, ніж у двох попередніх механізмах.

Контрольні питання

1. Що таке нетеплове випромінювання, і які основні механізми його виникнення?
2. Які фізичні процеси спричиняють синхротронне випромінювання і де воно може спостерігатися?
3. Як комптонівське розсіювання впливає на енергію фотонів, і як це взаємодія з релятивістськими електронами пояснюється теоретично?
4. Які особливості розсіювання плазмових хвиль на релятивістських електронах і як це явище впливає на енергетичну структуру плазми?
5. Як нетеплове випромінювання використовується для вивчення космічних об'єктів, таких як чорні діри або пульсари?
6. Які важливі результати можна отримати через дослідження комптонівського розсіювання в контексті космічних спалахів або рентгенівського випромінювання?

ТЕМА 6. ФІЗИКА СОНЦЯ

6.1 Загальні відомості про Сонце. Будова атмосфери

Сонце – жовтий карлик класу G2: $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^5 \text{ км}$, $m_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, $\rho_{\odot} = 1,41 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, $T_{\text{еф}} = 5806 \text{ К}$, $L_{\odot} = 3,86 \cdot 10^{26} \frac{\text{Дж}}{\text{с}}$. Товщина фотосфери $H \sim 350 \text{ км}$, густина в її нижній границі $5 \cdot 10^{-4} \text{ кг/м}^3$, у верхній – $5 \cdot 10^{-7} \text{ кг/м}^3$ при $P \sim 0,1 \text{ атм}$. Рівень, на якому $\tau = 1$ в $\lambda 5000 \text{ Å}$, називають поверхнею Сонця. Рівень $h = 320 \text{ км}$ прийнято за основу хромосфери.

Розподіл густини в атмосфері характеризується шкалою висот або висотою однорідної атмосфери

$$\beta = \frac{AT}{\mu g}, \quad (6.1)$$

де β – набір висот, густини яких відрізняються в e разів;

$$A = 8,3 \cdot 10^7 \frac{\text{єрг}}{\text{моль} \cdot \text{К}};$$

μ – молярна маса;

$$g = 2,7 \cdot 10^4 \frac{\text{см}}{\text{с}^2} \text{ – на поверхні Сонця}$$

Для фотосфери при $\mu=1$, $\beta=150 \text{ км}$, при $T=5000 \text{ К}$. I_{ν} падає від максимуму до нуля на краю диска (див. розділ 3.1) в шарі товщиною близько 3000 км, який з Землі видно під кутом $0''4$. Тому край диска здається різким. Шкала висот в хромосфері майже вдесятеро більша, ніж в фотосфері. Згідно з рис.6.1, температура при цьому набагато більша, чим в фотосфері.

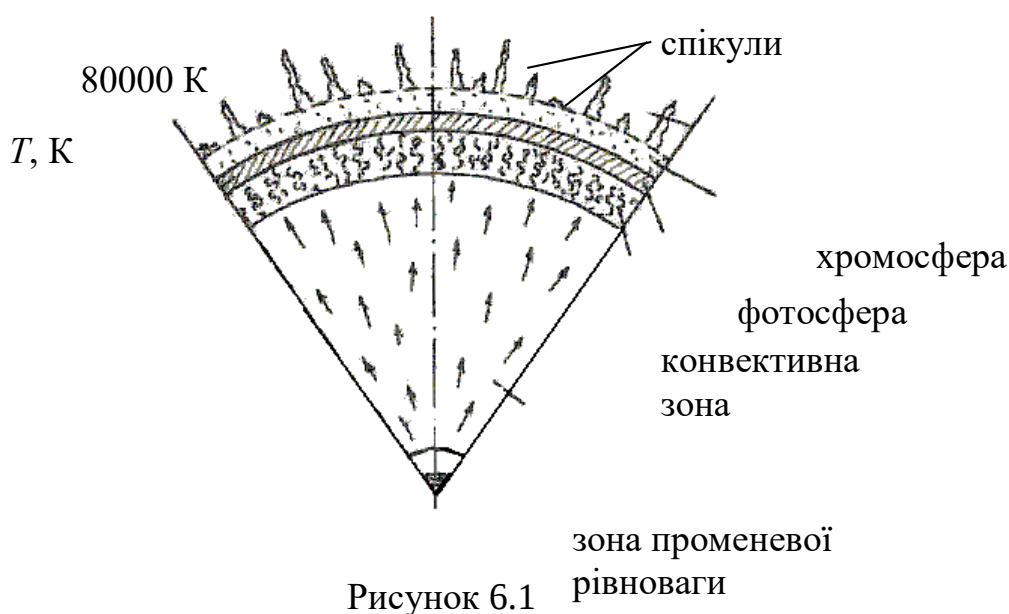


Рисунок 6.1

зона променевої
рівноваги

зона термоядерних
реакцій

Однак в спектрі хромосфери є й бальмерівські лінії водно, які відповідають низькій температурі. На $h = 20000$ км з'являються згущені газові стовби-спікули з $T \leq 20000$ К висотою 7–12 тис.км, оточені більш гарячим газом. Вони рухаються з швидкістю ~ 20 км/с вгору й розчиняються в короні.

У основі корони ($\rho = 10^{-15}$ г/см³, $N = 10^9$ см⁻³) температура зростає до 100000 К. На $h = 40000$ км $T = 5 \cdot 10^5$; $h = 70000$ км $T = 2 \cdot 10^6$.

Фотосфера – тонкий шар газу, τ_v в якому швидко зростає разом з зростанням ρ . З шару $\tau_v \geq 1$ випромінювання практично не доходить. Зростає й електронний тиск P_e в іонізованому газі фотосфери. При $T \sim 6000$ К елементи з малим χ_n (К, Na, Ca) іонізовані. Сильна іонізація металів в стратосфері створює вільні електрони, котрі можуть приєднуватись до H^+ , утворюючи H .

Цей іон стійкий в умовах фотосфери й служить головним джерелом непрозорості (див. розділ 3.2). Модель фотосфери (відлік від рівня $\tau = 0,0125$):

τ	h , км	T , К	P , дін/см ²	P_e , дін/см ²
0,01	– 50	4625	8000	0,9
0,1	+200	5090	40000	6,8
1,0	+335	6460	125000	69
7,0	+450	8260	250000	2000

6.2 Прояви сонячної активності, що спостерігаються

Фотосфера виглядає як кипляча поверхня із світлих гранул на темному фоні, діаметром ~ 700 км з температурою, більшою на 400 К від темних проміжків. Гранули – не виверження газів догори з $v \sim 0,1 \div 0,5$ км/с, які потім опускаються донизу. Це верхній шар конвективної зони, під яким ідуть макрорухи, що спостерігаються у вигляді супергрануляції.

В зоні $\pm 30^\circ$ від екватора виникають великі локальні магнітні поля, які створюють активні області – плями. Спостереження плям виявили диференційне обертання Сонця. Міра плямоутворення дається числом Вольфа:

$$W = IOg + f,$$

де g – число гуртів плям;

f – загальна кількість плям на дискові.

Число W коливається з 11-річним циклом (період сонячної активності), хоча має місто й нерегулярність: з 1645 по 1715 р плям майже не було (70-річний мінімум Маундера). Пляма існує в середньому 30 діб, незначно змінюючи координати.

Розміри плям – від сотень до 10^5 км. Лінії в спектрах плям розщеплені дією сильних магнітних полів (від 10^3 до $4,5 \cdot 10^3$ Е). Тут на поверхню Сонця виходять потужні жмути магнітних ліній, схованих в надрах конвективної зони. В плямі ρ і T менші, ніж в речовині фотосфери, й ми сприймаємо випромінювання із заглиблення 1500–2000 км.

Між плямами протилежної полярності виникають спалахи, область яких сягає 1000 км, а час розвитку – від 5 хв до годин. В об'ємі $\sim 10^{29} \text{ см}^3$ виділяється $\sim 10^{23}$ ерг, і виникає потужне гамма-, рентгенівське, ультрафіолетове та радіовипромінювання, а також сонячні космічні промені – електрони, протони й більш важкі ядра ($v \sim 0,5c$ та $\epsilon \sim 10^5 - 10^3 \text{ eV}$). Вони діють на іоносферу Землі, порушуючи радіозв'язок, та змінюють стан навколо земного простору. При спалахах виникають обернені викиди – сержі (струї з $v \sim 200 - 300 \text{ км/с}$ та спреї (малі викиди). Речовина сягає висоти 20–100 тис. км і потім падає назад на Сонце. Інколи спалах супроводжується петлевидним протуберанцем.

В лінії H_α , або K (CaII) спостерігаються яскраві області – хромосферні факели, оточуючі плями, а також сітка яскравих гранул – флоккули. Протуберанці – маси більш холодного й темного газу, що підіймається над хромосферою на десятки – сотні тис.км. З них бувають спокійні (100–150 днів), активні (невеликі, поблизу плям) та еруптивні (викиди з швидкістю до 700 км/с).

6.3 Радіо – та рентгенівське Сонце

В цих діапазонах Сонце – слабе джерело. Є чимало об'єктів (радіопульсари, залишки вибухів зірок, радіогалактики, релятивістські зірки тощо), які в них мають ту ж потужність, незважаючи на віддаленість у тисячі світлових років. Розподіл $E(\lambda)$ у Сонці підлягає формулі Релея–Джинса (1.16) для $T \sim 6000 \text{ К}$ лише для $\lambda < 1 \text{ см}$. На $\lambda = 1 \text{ м}$ I_ν відповідає $T \sim 2 \cdot 10^5 \text{ К}$, а $\lambda = 10 \text{ м}$ – $T \sim 10^6 \text{ К}$. В період активності – відповідно 10^8 К та 10^{10} К . Радіовипромінювання активного Сонця – нетеплове. Короткохвильове випромінювання виникає поблизу фотосфери, а метрового діапазону – в короні. На фоні останнього виділяються сплески наступних типів: I (1с), II (5–30 хв., починається через 10 хв. після спалаху, йде з дрейфом по частоті в бік зменшення), III (виникає в момент спалаху, 10с, $\lambda = 0,5 \text{ м}$), IV (широкодіапазонне, неперервне, виникає за сплесками II типу), V (широкодіапазонне й неперервне, виникає за сплеском III типу).

Рентгенівські знімки одержані вперше в 1948 р на висотній ракеті. На $1 \text{ Å} < \lambda < 8 \text{ Å}$ випромінює $10^{-4} \text{ ерг/см}^2 \cdot \text{с}$. З зростанням λ потужність зростає й при $8 \text{ Å} < \lambda < 20 \text{ Å}$ складає $P = 3 \cdot 10^{-3} \frac{\text{ерг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$. Світлі ділянки рентгенограм повторюють деталі,

що їх видно в лінії H_α . Рентгенівське випромінювання пов'язане з активними областями на диску та на висотах 10–100 тис.км над фотосферою ($T \sim 3 \div 6 \text{ млн.К}$). Рентгенівський спалах слідує через 2хв після оптичного, а потік відповідає $T \sim 20 \div 40 \text{ млн.К}$.

6.4 Гідростатична рівновага Сонця

В газовій кулі масою m радіусом R виділимо на відстані r_1 від центра стовпчик газу висотою $dr = r_2 - r_1$ та масою $m = \rho S dr$. Сила притягіння його останньою масою $m(r)$ всередині сфери r_1 :

$$f = G \frac{m(r)m}{r^2} = G \frac{m(r)}{r^2} \rho S dr \quad (6.2)$$

Центр тяжіння елемента знаходиться на відстані

$$r = r_1 + \frac{1}{2} dr \quad (6.3)$$

від центра Сонця. Оскільки $dr \ll r_1$, то $r \approx r_1$. Час вільного падіння елементу до центру ($r = R_\odot$):

$$t_g = \sqrt{\frac{2R_\odot}{g}} = \sqrt{\frac{2R_\odot^3}{Gm_\odot}} = 3 \cdot 10^3 \text{ с} = 50 \text{ хв}.$$

Це – час зхлопування зірки (динамічний час). Однак гравітація врівноважена газовим тиском, тобто зірки знаходяться в стані гідростатичної рівноваги. Для ідеального газу

$$P = \frac{\rho AT}{\mu} = NkT. \quad (6.4)$$

Сила (6.2) врівноважена перепадом $dP = P_1 - P_2$, тому умова гідростатичної рівноваги

$$f = -dP \cdot S$$

З урахуванням (6.2) для будь-якої m :

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{m(r)}{r^2} \rho. \quad (6.5)$$

Оцінимо P та T в центрі. Нехай густина зірки (m, R) постійна й дорівнює

$$\bar{\rho} = \frac{3m}{4\pi R^3} \quad (6.6)$$

а на поверхні ($r_2 = R$) $P_2 = 0$ і в центрі ($r_1 = 0$) $P_1 = P_c$.

Тоді в (6.5)

$$dP = 0 - P_c = -P_c \text{ і } dr = R.$$

Але $r = \frac{R}{2}$ як відстань до центру тяжіння m . Тоді (6.5) з урахуванням (6.6), прийме вид:

$$-P_c = -\frac{3Gm^5}{\pi R^5}.$$

Звідки

$$P_c \approx \frac{4Gm(r)}{R} \bar{\rho} = \frac{3Gm^2}{\pi R^4}. \quad (6.7)$$

З (6.4) оцінимо T_c для однорідної газової кулі з урахуванням (6.6):

$$T_c = \frac{P_c \mu}{\bar{\rho} A} = \frac{4\mu Gm}{AR} = \frac{4\bar{\rho} \mu Gm}{\rho_c AR}. \quad (6.8)$$

У HII кількість часток вдвічі більша, ніж у HI , тому $\mu = \frac{1}{2}(m_e \ll m_p)$. Тоді для чистого водню (І.С. Шкловський):

$$T_c = \frac{2\bar{\rho} Gm}{\rho_c \cdot AR}.$$

Однак зірки складаються також з гелію та важких елементів в їх надрах. При іонізації гелію $\mu = \frac{4}{3}$. Ядра більш важких елементів містять нуклонів приблизно вдвічі більше, ніж електронів в атомі. При повній іонізації кожний атом створює число частинок $N \approx \frac{A}{2}$, тому μ повністю іонізованих $O_2, C, Fe, \dots$ дорівнює $\mu \approx 2$. Відносний ваговий вміст H, He та важких ядер в надрах зірок складає: $X = 0,73, Y = 0,25, Z = 0,02$, тому середня молярна маса зірки

$$\mu = \frac{1}{2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z} = \frac{4}{8X + 3Y + 2Z}. \quad (6.9)$$

По (6.7) маємо $P_c = 10^{10} \text{ атм} = 10^{16} \frac{\text{дін}}{\text{см}^2}$. По (6.8) $T_c = 56 \cdot 10^6 \text{ К}$ для $\rho = \text{const.}$ З урахуванням диференціації густини $T_c \sim 14 \cdot 10^6 \text{ К}$. Для приблизної оцінки T_c зірки використовують формулу

$$T_c \approx \frac{\mu G m}{A R} = 14 \cdot 10^6 \frac{\mu}{\mu_o} \frac{m}{m_o} \frac{R_o}{R} = 1,17 \cdot 10^7 \mu \frac{m}{m_o} \frac{R_o}{R}. \quad (6.10)$$

6.5 Динаміка зовнішніх шарів Сонця

Визначимо умову, при якій порушується променева рівновага й виникає конвекція. Нехай конвективний елемент газу в нижній фотосфері був адіабатно зміщений догори на dr . Тоді P^*, ρ^*, T^* конвективного елемента пов'язані співвідношеннями:

$$P = P_1^* \left(\frac{\rho}{\rho_1^*} \right)^\gamma; \quad T = T_1^* \left(\frac{\rho}{\rho_1^*} \right)^{\gamma-1} \quad (6.11)$$

Спочатку P_1^*, ρ_1^*, T_1^* не відрізняються від P_1, ρ_1, T_1 оточного середовища. Якщо після підймання $\rho_2^* > \rho_2$, то рух конвективного елемента припиняється, й навпаки. При підйманні $P_2^* = P_2$.

За цих умов з урахуванням (6.4) необхідно: $T_2^* > T_2$.

Конвенція є, якщо при підйманні температура елемента зменшується повільніше, ніж температура оточного середовища:

$$\left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{ад}} < \left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{пром}}.$$

Правий градієнт визначається насамперед величиною g в даному шарові (в умовах променевої рівноваги). Лівий – залежить від ступеня іонізації в даному шарові. Вже на $h = -40 \text{ км}$ речовина фотосфери не може знаходитись в променевій рівновазі, і далі на глибину $0,1 \cdot R_\odot = 10^5 \text{ км}$ пролягає конвективна зона.

Відстань, що її проходить елемент до його розвіювання в середовищі, називається довжиною шляху перемішування l . Звичайно вважають $l \approx \beta$ (див. 6.1). Від l істотно залежать характеристики конвективних моделей.

Конвективна зона гріє хромосферу й корону. Над нею в фотосфері знаходиться стійкий шар, в якому виконується променева рівновага. При зіткненні конвективних чарунок з речовиною цього шару виникають різні типи хвильових рухів. З них звукові поширюються зі швидкістю

$$v_{\text{зв}} = \sqrt{\gamma \frac{AT}{\mu}} \quad (6.12)$$

Швидкість коливань частинок $U \ll v_{\text{зв}}$. В ході поширення хвилі області з більшими P та T рухаються швидше й наздоганяють області з меншими P та T . Так утворюється ударна хвиля, в котрій кінетична енергія швидко переходить в теплову, й шари хромосфери, що їх досягає хвиля, нагріваються.

В хромосфері вздовж напрямку магнітного поля поширюються також магнітогідродинамічні хвилі Х.Альвена (1942). Плазма веде себе як провідна рідина, якщо частота поширення коливань в ній менша за іонну циклотронну (гіромагнітну) частоту ($\omega < \omega_{\text{hi}}$). Силкові лінії, вмерожені в провідне середовище, рухаються разом з ним. Альвенівська хвиля зберігає свою форму при малому затуханні. При великих ρ

$$v_A = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}} \left(\frac{\text{см}}{\text{с}} \right) \quad (6.13)$$

При малих ρ альвенівські хвилі переходять в електромагнітні. Виникаючи в одному місці та згасаючи в іншому, альвенівська хвиля здійснює обмін енергією, в тому числі між віддаленими областями газопилового середовища космічного простору. Її енергія може переходити в теплову, в енергію прискорених резонансних частинок (затухання Ландау) тощо.

У верхній хромосфері ($H = IE$, $\rho \sim 10^{-14} \text{г/см}^3$) $v_A \approx 30 \text{км/с}$. При рухові вгору ці хвилі згасають з переводом енергії в теплову, тому в корону переноситься лише частка енергії гранул.

Згідно з спостереженнями, густина в короні розподілена по закону

$$\rho \approx \frac{\text{const}}{r^2}.$$

На будь-якому r є певна ρ , що підтримується динамічно: газ витікає у простір, а речовина корони поповнюється з хромосфери та фотосфери. Спочатку швидкість газу $v < v_{\text{зв}}$; рухаючись в міжпланетний простір, газ прискорюється, досягаючи $v > v_{\text{зв}}$.

Швидкість сонячного вітру поблизу Землі $v \approx 400 \frac{\text{км}}{\text{с}}$. Він здуває частинки й гази атмосфер планет, формує кометні хвости. Сонце втрачає $0,01 m_{\odot}$ за 5 млрд. років ($\approx 10^{14} \frac{\text{г}}{\text{с}} \odot$).

6.6 С Умова стійкості гідростатичної рівноваги. Негативна теплоємність зірок

Гідростатична рівновага (6.5), осереднена для зірки в цілому

$$\frac{P_C}{R} = -\frac{GM\rho_C}{R^2}.$$

При швидкому стисканні або підйманні речовини згідно з (6.11)

$$P_C \approx \rho_C^\gamma.$$

Але

$$\rho_C \approx \frac{1}{R^3}.$$

Тому

$$\frac{P_C}{R} \approx \frac{\rho_C^\gamma}{R} \approx \frac{\left(\frac{1}{R^3}\right)^\gamma}{R} = R^{-(1+3\gamma)},$$

$$\frac{Gm\rho_C}{R^2} \approx R^{-5}.$$

Тобто, сили тяжіння швидше збільшуються із зменшенням радіуса зірки, ніж сили тиску, якщо

$$5 > 1 + 3\gamma, \text{ або } \gamma < \frac{4}{3}.$$

Гідростатична рівновага стійка, якщо $\gamma > \frac{4}{3}$. Якщо ні, то будь-яке згущення розвивається в гравітаційний колапс (фактично – в центральних областях зірки).

Рівновага зірки відповідає мінімуму її повної енергії

$$E = W + \Pi.$$

де $W \approx AmT$ – кінетична енергія теплового руху часток;

Π – потенційна гравітаційна енергія.

Нехай зірка стискається адіабатно, й її газ – одноатомний. Тоді

$$T \sim V^{-2/3}; T \sim R^{-2}$$

і теплова енергія зростає як R^{-2} . Але

$$\Pi = -G \frac{m m}{R},$$

тобто змінюється як R^{-1} . Тому залежність $E(R)$ має вигляд, показаний на рис.6.2.

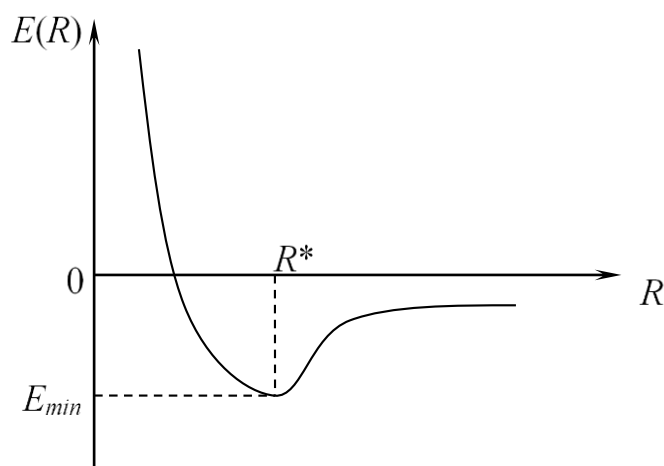


Рисунок 6.2.

Мінімум $E(R)$ відповідає рівноважному радіусу R^* зірки. При адіабатному стисканні W зростає швидше, ніж зменшується Π , тобто сили тиску зростають швидше, ніж гравітаційні при $\gamma = 5/3$. Стискання зупиняється, зірка прагне розширитись. Можливі коливання навколо стану рівноваги з періодом $P \sim t_g$ (6.3). При нагріванні зірки вона розширюється й перейде в новий рівноважний стан з радіусом R_2^* . Її повна енергія E зростає, але зменшиться $|\Pi|$. Зірка виконає роботу проти сил гравітації й охолоне. На відміну від звичайних тіл, теплоємність зірок негативна, що витікає з умови їх гідростатичної рівноваги. Стискання зірки повинне розглядатися як джерело її енергії.

6.7 С Причини сонячної активності. Магнітні поля плям

Плями на Сонці утворюються внаслідок конвекції в зовнішніх шарах його атмосфери. Магнітне поле Сонця пронизує не всю його масу, а переважно концентрується в поверхневих шарах завтовшки до $0,1R_\odot$.

Поблизу екватора ці поверхневі шари захоплюють магнітні силові лінії та витягують їх уздовж екваторіальної площини. Через це виникає нестійкість магнітного поля, яке розпадається на окремі силові трубки. У цих трубках густина плазми менша, ніж поза ними, що спричиняє їх підйом до поверхні (спливання).

Проте магнітне поле чинить протидію спливанню: викривлення магнітних ліній є енергетично не вигідним, і цьому процесу протидіє сила магнітного натягу. Спливання силової трубки стає можливим тільки тоді, коли її висота перевищує критичну величину (рис.6.3), що дорівнює 2β , де β – це параметр, що характеризує відношення тиску плазми до магнітного тиску.

У результаті утворюються сонячні плями, що мають магнітне поле значної напруженості (тисячі гаусів) і протилежної полярності. У цих плямах плазма утримується магнітним полем у трубках, що пригнічує конвекцію. Внаслідок цього температура в цих областях знижується на 1500–2000 К порівняно з оточуючою фотосферою, що й надає плямам їх темнішого вигляду.

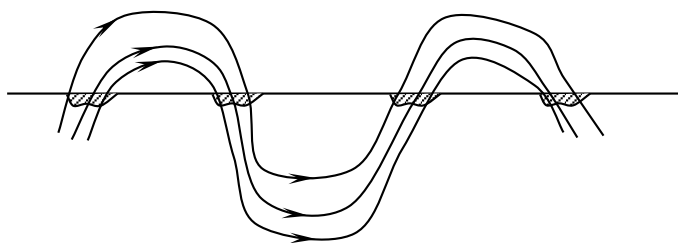


Рисунок 6.3

Підсилення магнітних полів і утворення трубок проходить за рахунок енергії руху екваторіальних областей, і їх більш швидке обертання означає постачання енергії ззовні і область екваторіального поясу. Теорії цього пронесу ще немає.

6.8 С Теорія сонячних спалахів

Кількісно ця теорія ще не розроблена внаслідок великої складності процесів, що протікають у високотемпературній плазмі, пронизаній потужними змінними магнітними полями. Але в цілому механізм спалахів досить з'ясований. Побудовані моделі спалахів. В області дотикання полів плям (в хромосфері чи короні) з'являється нульова лінія магнітного поля (рис.6.4) – загальна для кількох магнітних потоків, пов'язаних з плямами. Вздовж неї $H = 0$, і тут виникає струмовий шар, що розділяє області протилежних магнітних полів. При рухові плям магнітна енергія накопичується по краям струмового шару, в який не проникають силові лінії протилежних полів. Струмовий шар розширюється, плазма в ньому нагрівається, з'являються високоенергійні електрони, протони й більш важкі ядра. Однак струмовий шар – нестійке утворення. В плазмі розвиваються нестійкості (хвильові, теплові) та зв'язані з ними різкі зміщення магнітних полів.

Перехід до турбулентного стану стрибком збільшує опір струмового шару. Електрична енергія швидко переходить в теплову, й магнітні силові лінії проникають в струмовий шар, розриваючи його. Розрив струму створює сильне електричне поле, в якому величезна кількість часток прискорюється до 10 кеВ.

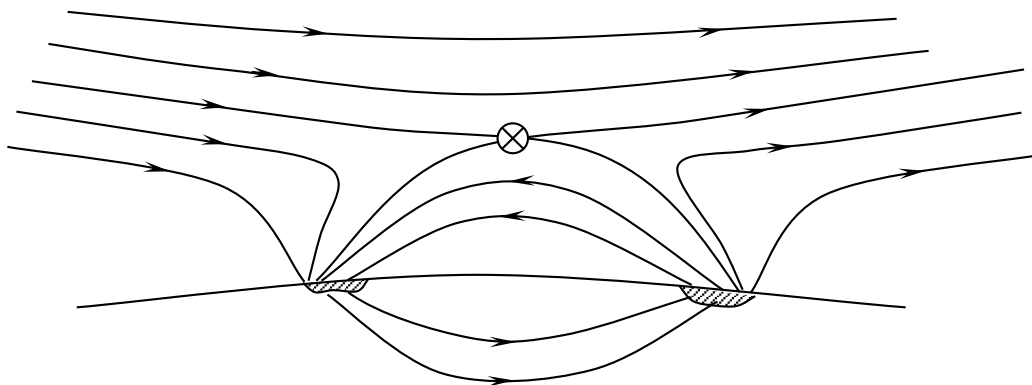


Рисунок 6.4

Плазма викидається з зони струмового шару, а магнітні поля швидко перебудовуються, вибухоподібно втрачаючи енергію у вигляді ударних хвиль,

теплоти, випромінювання, викидів релятивістських часток. Температура в момент спалаху сягає мільйонів кельвінів, що створює ультрафіолетове й рентгенівське випромінювання. До 90 % часток складають електрони і протони ($E \sim 10^{10}$ eV), останні – ядра He , C , N , O , Ne , тощо (сонячні космічні промені). Ця магнітна модель спалаху підтверджує можливість існування сильних електричних полів в струмопровідній плазмі, що здавалося нереальним. Підтвердженням магнітної моделі є «гамма-фаза» спалаху, відповідаюча розриву одного кінця струмового шару, що спостерігалось з Землі.

В момент спалаху на Землі спостерігається різке зростання потоку космічних променів. Окрім корпускулярного потоку, спалахи створюють радіовипромінювання в метровому діапазоні (п'ять типів, див. розділ 6.3).

6.9 С Утворення протуберанців

Протуберанці – це утворені потоками газу викиди речовини з підвищеною густиною й пониженою температурою, що виходять в корону. Спокійний протуберанець ($h = 15\text{--}100$ тис. км, $l = 60\text{--}6000$ тис. км, $S = 4\text{--}15$ тис. км²) має вид сяючої прим'ятої арки, що спирається на хромосферу. Він утримується близько місяця. Активні протуберанці виявляють швидкі зміни. З них еруптивні являють собою викид речовини в корону після спалаху ($v \geq 100$ км/с; $h \sim R_0$). Створює протуберанці магнітне поле. Спокійні протуберанці висять на вершинах силових ліній, що вгинаються; ні лінії з'єднують плями протилежної полярності. Речовина накопичується в протуберанці підіймаючись догори вздовж силових ліній. Випадкове стискання газу в хромосфері й короні, який знаходиться в променевій рівновазі, веде до посилення втрат енергії й подальшому збільшенню густини (теплова нестійкість). Газ протуберанця стікає донизу внаслідок різних нестійкостей плазми. Газ, що складає корону, рухається вгору й витягує силові лінії, а разом з ними й речовину протуберанця.

6.10 С Джерела енергії Сонця

Джерелами енергії Сонця та зірок можуть бути гравітаційне стискання (див. розділ 6.6) та термоядерні реакції. Гравітаційна потенційна енергія:

$$\Pi = -C \frac{Gm^2}{R} = Um$$

де C – константа, що враховує розподіл густини в зірці (для однорідної зірки $C = \frac{3}{5}$);

U – гравітаційний потенціал.

Опустимо (–) і приймемо проміжне $C = \frac{3}{2}$:

$$\Pi \approx \frac{3}{2} G \frac{m^2}{R} \quad (6.14)$$

Згідно з теоремою віріала: $2W + \Pi = 0$

Звідки:

$$W = -\frac{\Pi}{2};$$

тобто зірка випромінює лише половину енергії (6.14), і стільки ж йде на збільшення температури її маси. Для Сонця $\Pi = 5,9 \cdot 10^{48}$ ерг.

Нехай $L_O = \text{const.}$ Тоді час висвітлення енергії $E = \frac{1}{2}\Pi$ (тепловий час)

$$\text{дорівнює: } t = \frac{E}{L_O} = \frac{\frac{1}{2}\Pi}{L_O} = \frac{2,95 \cdot 10^{48} \text{ ерг}}{4 \cdot 10^{33} \text{ ерг/с}} = 7,4 \cdot 10^{14} \text{ с} \approx 23 \cdot 10^6 \text{ років.}$$

Однак вік Сонця – близько 6 млрд. років, тому гравітаційне стискання могло бути джерелом енергії дуже короткий час. Якщо m - середня маса частинки зірки, то повна тепла енергія:

$$W = \frac{m}{m} \cdot \frac{3}{2} kT = \frac{1}{2} \Pi = 3G \frac{m^2}{R};$$

Звідси середня температура зоряної речовини:

$$\bar{T} = \frac{Gmm}{2Rk} = \frac{G\mu m}{2kN_A R} = \frac{G\mu m}{2AR};$$

де μ визначає (6.9). Розрахунок дає $\bar{T} = 1,17 \cdot 10^7 \frac{m/m_O}{R/R_O} \text{ K};$

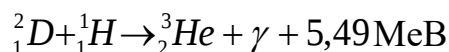
Для Сонця $\bar{T} = 11 \cdot 10^6 \text{ K}$, μ – нижня межа, так як реально $m > m_n$ (молярна маса іонізованої речовини $\mu > 1$, і $m = \mu m_n$). Висновок: за рахунок гравітаційного стискання надра Сонця й зірок з $m > 0,08 m_O$ розігріваються до $\bar{T}$, достатньої для термоядерного синтезу (А.Еддінгтон, 1926р.). За підрахунками А.Еддінгтона, $T_c \sim 40 \cdot 10^6 \text{ K}$. В надрах Сонця та зірок повинні протікати реакції протон – протонного (PP) та вуглецево-азотного (CN) циклів. При $T < 15 \cdot 10^6 \text{ K}$.



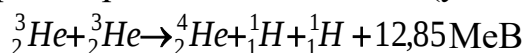
Але реакція (6.15) відбувається дуже рідко, тому що протон повинен здолати потенційний бар'єр за рахунок тунельного ефекту (за законами класичної фізики ця реакція неможлива, якщо $T < 15 \cdot 10^9 \text{ K}$). За час зіткнення протон повинен встигнути перетворитись в нейтрон:



В реакції (6.15) нейтрино уносить 0,42 MeV енергії. Наступна реакція PP - циклу:



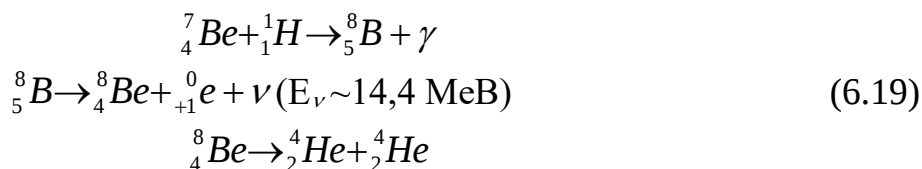
Далі можливі три напрямки реакції. Найчастіше (у 80 % випадків)



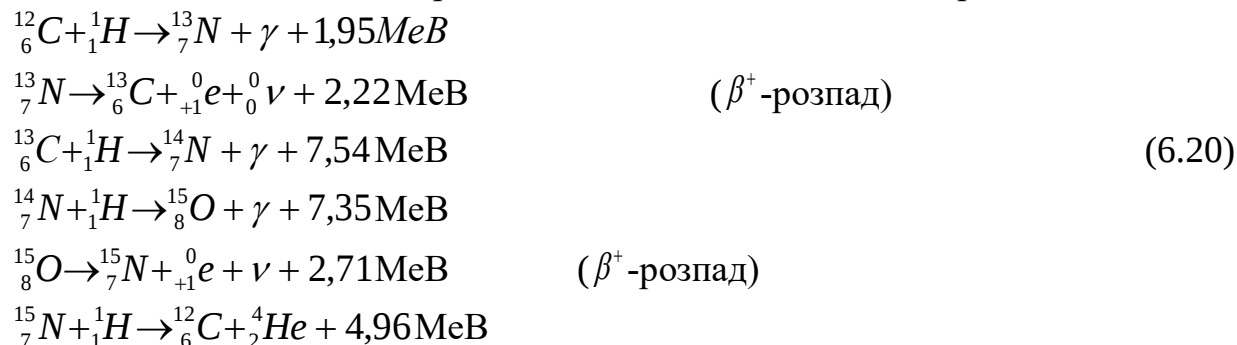
В 20 % випадків утворюється берилій:



Нарешті, в 0,23 % випадків



CN - цикл починається при $T > 15 \cdot 10^6 \text{ K}$ й складається з 6 реакцій:



У CN- циклі відновлюється ядро вуглецю й утворюється ядро гелію з виділенням 25 MeV ($E_\nu \sim 5\%$). Реакції протікають повільно, але ядер дуже багато. Швидкість реакцій сильно залежить від T .

Швидкість енерговиділення на 1 г речовини для PP - циклу:

$$\varepsilon_{pp} = 10^{-5} \rho X^2 \left(\frac{T}{10^6} \right) \left(\frac{ep\mathcal{E}}{c} \right) \tag{6.21}$$

(6.21) справедлива при $T = 11 - 16 \text{ млн. K}$. Тут X – вміст водню. При $T = 14 \cdot 10^6 \text{ K}$, $\rho = 10^2 \frac{\mathcal{E}}{\text{см}^3}$, $X = 0,7$ виділяється $\varepsilon_{pp} = 19 \frac{ep\mathcal{E}}{c}$.

В центрі Сонця $T_c \sim 14 \cdot 10^6 \text{ K}$, тому основним джерелом енергії для нього є PP-цикл. У більш масивних зірок T значно вища, тому там переважає CN - цикл.

Для нього $\varepsilon_{CN} = 6,6 \cdot 10^{23} \rho X X_{CN} \left(\frac{T}{10^6} \right)^{20} \left(\frac{ep\mathcal{E}}{c} \right)$,

де X_{CN} – сума вмістів C та N в надрах.

Потужність циклу швидко падає з віддаленням від центру й падінням T . При сонячній $T \sim 15 \cdot 10^6 \text{ K}$ з урахуванням $\rho = 10^2 \frac{\mathcal{E}}{\text{см}^3}$, $X \approx 1$ та $X_{CN} = 0,005X$ маємо

$$\varepsilon_{CN} = 9,5 \frac{ep\mathcal{E}}{c}, \text{ що значно менше } \varepsilon_{pp}.$$

Контрольні питання

1. Які основні характеристики Сонця та його атмосфери?
2. Які явища є проявами сонячної активності та як вони спостерігаються?
3. Що таке радіо- та рентгенівське Сонце, і які процеси відповідають за випромінювання в цих діапазонах?
4. Як забезпечується гідростатична рівновага Сонця і чому вона є важливою для його стабільності?
5. Як відбувається динаміка зовнішніх шарів Сонця і які процеси впливають на їх поведінку?

6. Що таке умова стійкості гідростатичної рівноваги Сонця та що таке негативна теплоємність зірок?

7. Які фактори спричиняють сонячну активність, і як магнітні поля плям взаємодіють з цим процесом?

8. Які теорії пояснюють виникнення сонячних спалахів?

9. Як утворюються протуберанці на Сонці і які фізичні процеси за цим стоять?

10. Які основні джерела енергії Сонця, і як вони підтримують його енергетичну діяльність?

ТЕМА 7. ФІЗИКА ЗІРОК

7.1 Діаграма колір – світність

Незалежно Е. Герцшпрунг та Г.Реесел на початку ХХ ст. встановили емпіричну залежність між світністю зірок та їх кольором (спектральним класом). На діаграмі $K-C$ зірки утворюють певні послідовності (рис.7.1): 1 – головна послідовність; 2 – гіганти; 3 – надгіганти; 4 – субкарлики; 5 – білі карлики. Світність та колір відповідають певній стадії еволюції зірки, але стан зірки істотно залежить від маси, тому послідовність зірок на даній стадії еволюції розтягнута. Вказаним послідовностям 1–5 відповідають класи світності (див. розділ 4.3). Більшість зірок зосереджена в головній послідовності (ГП). Діаграма $K-C$ може бути істотно різною для різних областей Галактики залежно від віку зірок. Це – головна діаграма в астрофізиці.

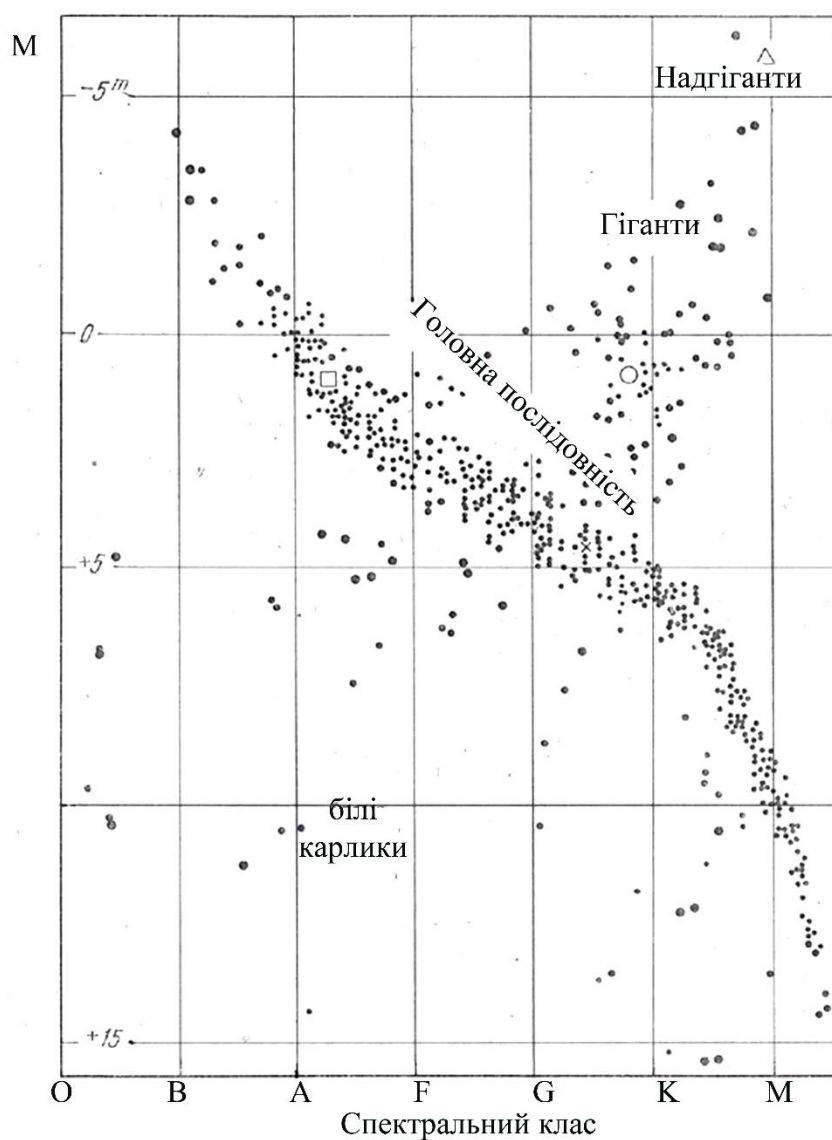


Рисунок 7.1

7.2 Залежність маса-світність

Маса – найважливіша, але й найскладніша для визначення характеристика зірки. Надійного засобу визначення маси одиноких зірок взагалі не існує. Однак чимало зірок є подвійними, тобто утворюють гравітаційно пов'язану систему двох зірок (рис.7.2). З теоретичної механіки відома формула періоду обертання точки масою m по еліпсу:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{a^3}{Gm}}$$

де m – маса, утворююча поле. Звідси:

$$\frac{a^3}{T^2} = G \frac{m}{4\pi^2} \quad (7.1)$$

Згідно з (7.1) для будь-якої подвійної системи справедливий третій закон Кеплера:

$$\frac{T_1^2(m_1 + m_2)}{T_2^2(m_1 + m_2)} = \frac{a_1^3}{a_2^3} \quad (7.2)$$

Для сонячної системи $m_1 = m_2 = m_\odot$, а маси планет $m_1 \ll m_\odot$ та $m_2 \ll m_\odot$. Тому (7.2) дає:

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{a_1^3}{a_2^3} \quad (7.3)$$

Щодо подвійної зірки, то з Землі спостерігається траєкторія відносного руху супутника ($m_2 < m_1$) навколо головної зірки (відносна орбіта). Якщо a – велика напіввісь відносної орбіти подвійної, то уявний гравіцентр утворюється вже тілами, тому замість (7.1) в небесній механіці дається узагальнений закон Кеплера:

$$\frac{a^3}{T^2} = G \frac{m_1 + m_2}{4\pi^2} \quad \text{або} \quad \frac{T^2(m_1 + m_2)}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G} \quad (7.4)$$

де T – період обертання в узагальненій орбіті, а $G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 / \text{г} \cdot \text{см}^2$

Якщо T та a визначені із спостережень, то можна знайти $m_1 + m_2$ для подвійної системи:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_1}{m_2} \quad (7.5)$$

Якщо вдається знайти $\frac{a_1}{a_2}$, то можна окремо обчислити m_1 та m_2 (за 7

компонентами, з урахуванням нахилу орбіт та ін.), хоча ця задача дуже складна. Тим не менше, дослідження подвійних є чи не єдиним засобом знаходження маси зірки. З нього встановлена залежність болометричної світності й маси зірок ГП: яка дозволяє оцінити m із спостережень L . Світність визначається в основному законом переносу енергії. Якщо тепловиведення переважає енерговиділення, зірка стиснеться й розігріється. Це прискорить термоядерні реакції, й рівновага відновиться. Зірка – стійка самоврегульована система, в кожній точці якої умова гідростатичної рівноваги виконується дуже точно. У більшості зірок ГП перенос

енергії проводиться випромінюванням, а теплова рівновага зводиться до променевої. Лише у жовтих та червоних зірок є зовнішні конвективні оболонки.

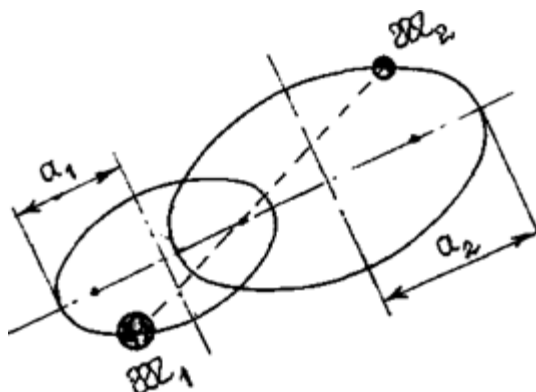


Рисунок 7.2

$$\frac{L}{L_0} = \left(\frac{m}{m_0} \right)^{3,9} \quad (7.6)$$

Непрозорість біля поверхні зірки росте з збільшенням T , але в надрах атоми з ростом T іонізуються, тому поглинання за рахунок збільшення T падає. Грубо загальну непрозорість можна вважати постійною. Спостереженням відповідає формула:

$$L = k \frac{\mu^4}{a_v} m^3.$$

На шляху до поверхні випромінювання багатократно розсіюється на вільних електронах та поглинається з перевипромінюванням. Якщо тепловиведення визначається першим процесом, то $L \sim m$. Якщо другим, то $L \sim m^{5,5} \sqrt{R}$, причому чим більше m , тим істотніше розсіювання порівняно з поглинанням. Співвідношення цих процесів сильно залежить від хімічного складу, тому співвідношення $m-L$ справедливо тільки для гуртів зірок, однакових за хім.составом. В гідростатичній рівновазі градієнт тиску $\frac{dp}{dr}$ тим більше, чим

більше m , тому $L \sim m^{\alpha(m)}$, де $\alpha \approx 4$ при $m = m_0$ та $\alpha \approx 2$ при $m \geq m_0$, тобто $\alpha > 1$, і чим більше m , тим швидше втрачає зірка своє джерело енергії, тобто швидше еволюціонує.

7.3 Взаємозв'язок параметрів зірок

Для зірок ГП світність L пов'язана з радіусом R співвідношенням:

$$\frac{L}{L_0} \approx \left(\frac{R}{R_0} \right)^{5,2} \quad (7.7)$$

Зрівнюємо (7.6) та (7.7):

$$\frac{R}{R_o} \approx \left(\frac{m}{m_o} \right)^{0,75}$$

Енергія, що її випромінює одиниця поверхні зірки за одиницю часу, задається формулою (1.10). Враховуючи (7.6), (7.7) та (1.17) одержимо

$$T_{ef} = \left(\frac{L}{4\pi R^2 \sigma} \right)^{0,25}$$

а для Сонця $T_{ef} = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon_o}{\sigma}} = \left(\frac{L}{4\pi R_o^2 \sigma} \right)^{0,25}$,

звідки

$$\frac{T_{ef}}{T_{efO}} = \left(\frac{L}{L_o} \right)^{0,25} \cdot \left(\frac{R}{R_o} \right)^{-0,5} = \left(\frac{R}{R_o} \right)^{0,8} = \left(\frac{m}{m_o} \right)^{0,6} \quad (7.8)$$

Таким чином, чим менша m , тим менша поверхнева температура й тим пізніший спектральний клас має зірка. Запишемо (7.6) у вигляді

$$\frac{m}{m_o} = \left(\frac{L}{L_o} \right)^{0,256}$$

$$\text{Згідно з (1.11): } \frac{m}{m_o} = 10^{0,4 \cdot 0,256(M_o - M)} = 3,16 \cdot 10^{-0,102M} \quad (7.9)$$

де $m_o = 2 \cdot 10^{33}$ г. Таким чином, якщо відома світність зірки та її спектральний клас (що дозволяє знайти T_{ef} з таблиць), то можна оцінити фізичні характеристики зірки згідно з наступним прикладом.

Завдання. Абсолютна зоряна величина Денеба (α Лебедя) $M = -5^m,2$; його спектральний клас A2 ($T_{ef} = 10^4$ К). Приймаючи $M_o = 4^m,9$, $T_{ef} = 6000$ К, $m_o = 2 \cdot 10^{33}$ г та $\bar{\rho}_o = 1,41 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, визначити:

1. світність Денеба в L_o ;
2. потужність випромінювання ($\varepsilon_o = 3,8 \cdot 10^{26} \frac{\text{Дж}}{\text{с}}$);
3. потужність випромінювання з 1 см^2 поверхні;
4. площину поверхні зірки в см^2 ;
5. радіус зірки в млн. км;
6. масу зірки в m_o та в грамах;
7. середню густину речовини зірки в г/см^3 та в одиницях $\bar{\rho}_o$.

Розв'язування

Використовуємо (1.11):

$$L = L_o \cdot 10^{0,4(M_o - M)} = L_o \cdot 10^{0,4(4,9 + 5,2)} = 11000 L_o;$$

$$\varepsilon = 11000\varepsilon_0 = 3,8 \cdot 10^{26} \cdot 11 \cdot 10^3 = 3,8 \cdot 10^3 \cdot 10 \cdot 10^3 = 4,2 \cdot 10^{30} \text{ Дж/с};$$

По закону Стефана-Больцмана:

$$B = \sigma T_{\text{ef}}^4 = 5,67 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{16} = 5,67 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$$

$$S = \frac{\varepsilon}{B} = \frac{4,2 \cdot 10^{30}}{5,67 \cdot 10^4} = 7,41 \cdot 10^{25} \text{ см}^2$$

$$R = \sqrt{\frac{S}{4\pi}} = \sqrt{\frac{0,741 \cdot 10^{24}}{4 \cdot 3,14}} = 2,43 \cdot 10^{12} \text{ см} = 24,3 \text{ млн. км.}$$

Використаємо (7.9):

$$\frac{m}{m_0} = 3,16 \cdot 10^{-0,102M} = 3,16 \cdot 10^{-0,102(-5,2)} = 10,72;$$

$$\bar{\rho} = \frac{3}{4\pi R^3} = \frac{3 \cdot 2,14 \cdot 10^{34}}{4 \cdot 3,14 \cdot 2,43^3 \cdot 10^{36}} = 0,00036 \frac{\text{г}}{\text{см}^3};$$

$$\frac{\bar{\rho}}{\rho_0} = \frac{0,00036}{1,41} = 0,000255, \text{ або } \bar{\rho}_0 \approx 3900 \bar{\rho}.$$

Використовуючи (1.9), можна знайти M по m та r , або навпаки. Крім того, враховується (1.13) для обчислення r за відомим паралаксом (для близьких зірок).

Завдання для обчислення фізичних характеристик зірок наведені в табл.7.1 (обчислюються величини, які не вказані в таблиці).

7.4 Політропні моделі зірок.

Маса тонкого сферичного шару товщиною dr : $dm = \rho dV = 4\pi r^2 \rho dr$

Градiєнт маси:

$$\frac{dm}{dr} = \frac{4\pi r^2 \rho dr}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad (7.10)$$

Рівняння (6.5) та (7.10) при заданих R та m визначають механічну рівновагу зірки. Перемножуючи (6.5) на $\frac{r^2}{\rho}$ та диференціюючи по r , отримаємо:

$$\begin{aligned} \frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} &= -Gm(r) \\ \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right) &= -4\pi G \rho \\ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right) &= -4\pi G \rho \end{aligned} \quad (7.11)$$

Обчислити модель зірки – значить обчислити розподіл ρ, P, T вздовж

радіуса. Для розв'язування (7.11) треба задати зв'язок між P та ρ . Якщо енергія переноситься конвекцією, то P та ρ пов'язані залежностями (6.11) так що $P = k\rho^\gamma$. Встановлено, що степенева залежність справедлива й для зірок в стані променевої рівноваги:

$$P = k\rho^{1+1/n} \quad (7.12)$$

де k – константа;

n – індекс політропи.

Модель зірки, побудована при умові (7.12), називається політропною з індексом n . Рівняння (7.12) дозволяє розв'язувати (7.11) чисельними методами. При $n=1,5$ (конвективна модель):

$$\rho_c = 6\bar{\rho}$$

а при $n=3$ (газова куля в стані променевої рівноваги):

$$\frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}} = 54,2$$

а при $n=5$: $\frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}} = \infty$

В реальних моделях $1,5 \leq n < 5$.

7.5 Умова променевої рівноваги. Основні рівняння теорії будови зірок

При виведенні (7.11) не враховане неперервне енерговиділення. При заданих m , R , L невідомо, конвекцією чи променевипусканням переноситься енергія. Щоб це з'ясувати, необхідно розв'язати (7.11) разом з умовою енергетичної рівноваги. Нехай енергія переноситься променевипусканням. Потік енергії через одиницю площини сфери радіуса r :

$$F = \frac{L(r)}{4\pi r^2}.$$

Енергія, що поглинається одиницею маси елементарного сферичного шару товщиною dr :

$$E_{\text{погл}} = \frac{L(r)}{4\pi r^2} \varpi \rho dr$$

Тоді імпульс, переданий випромінюванням речовині:

$$dP_R = \frac{1}{c} \frac{L(r)}{4\pi r^2} \varpi \rho d\rho$$

Звідки

$$\frac{dP_R}{dr} = - \frac{\varpi \rho L(r)}{4\pi r^2 c} \quad (7.13)$$

Знак $(-)$ враховує, що з зростанням r , променевий тиск зменшується. Променевий тиск :

$$P_R = \frac{1}{3} a_R T^4 \quad (7.14)$$

$$\text{де } a_R = \frac{4\sigma}{c} = 7,56 \cdot 10^{-15} \text{ ерг} / \text{см}^3 \text{К}^4$$

Тому $\frac{dP}{dr}$ пов'язаний з приростом dT . Диференціюємо (7.14):

$$dP_R = \frac{16}{3} \frac{\sigma T^3 dT}{c}.$$

Підставимо в (7.13) і отримаємо:

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3\kappa L(r)\rho}{64\pi\sigma r^2 T^3} \quad (7.15)$$

(7.15) визначає градієнт T від центра зірки в стані променевої рівноваги. Якщо $\varepsilon(r)$ – енергія, що її виробляє 1г речовини, то приріст світності в шарі dr на відстані r :

$$dL = 4\pi r^2 \rho \varepsilon(r) dr$$

або

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon(r) \quad (7.16)$$

Система рівнянь (6.5), (7.15) та (7.16) представляє основні співвідношення теорії будови зірок.

7.6 Моделі зірок

Розрахунок моделей зводиться до розв'язування основних рівнянь попереднього розділу з використанням таблиць $\kappa(T)$ та

$\kappa(\rho), \mu(\rho, T), \frac{dE}{dT}(\rho, T)$, для кожного r . Зірка розбивається на сотні шарів, в яких

параметри газу вважаються однаковими. Для Сонця зовнішня оболонка ($\sim \frac{1}{7} R_0$) – конвективна зона 1 ($n = 1,5$) (рис. 7.3). Остання частина 2 близька до політропи з $n = 3$. Моделі верхньої та нижньої частини ГП відрізняються. Гаряча масивна зірка класу ВО ($T \sim 25000\text{K}$) з $m \sim m_0$, $R = 3,6R_0$, $L = 3000L_0$ має конвективне ядро $r = 0,25R$ (1) з масою $0,25m$ (рис. 7.4) при $\rho_c \sim 25\rho$ ($\bar{\rho} = 7 \text{ г/см}^3$),

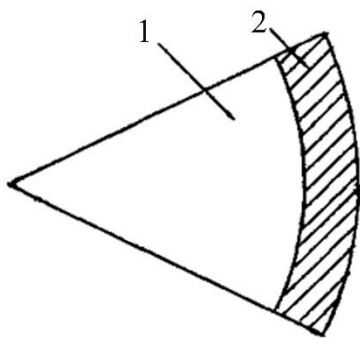


Рисунок 7.3

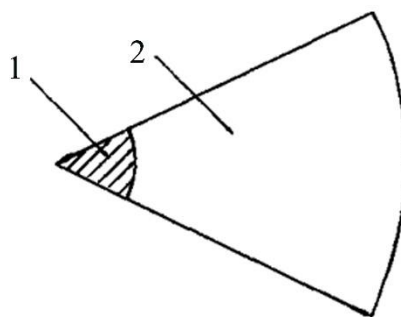


Рисунок 7.4

$T_c \sim 27 \cdot 10^6 K$. Згідно з (6.8) з зменшенням m падає T_c й радіус конвективного ядра. Основне джерело енергії – CN-цикл (2-промениста оболонка).

У червоних карликів ($m = 0,6m_o$, $L = 0,56L_o$, $R = 0,64R_o$), клас K–M ($T_c \sim 9 \cdot 10^6 K$), внаслідок чого збільшується непрозорість. Конвективна зона (2, рис.7.5) має масу $\sim 0,1m$. Концентрація до центру менша ($\rho_c = 20\bar{\rho}$), але $\rho_c \sim 60 \text{ г/см}^3$. Енерговиділення дає PP - цикл.

Верхню частину ГП складають молоді зірки, а нижню – старі, маломасивні, вік яких перевищує вік Галактики. Сонце займає проміжне становище, що зумовлює невизначеність при розрахунку його моделей.

В центрі червоного гіганта ($m = 1,3m_o$, $R = 1,3R_o$, $L = 225L_o$) знаходиться мале гелієве ізотермічне ядро 1 (рис.7.6) з $T_c \sim 40 \cdot 10^6 K$, яка недостатня для потрійного α – процесу.

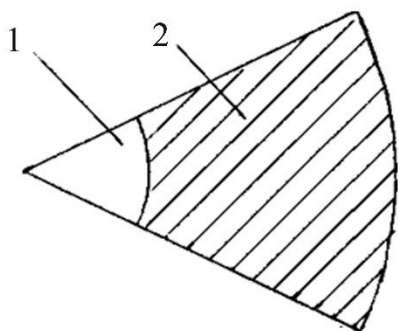


Рисунок 7.5

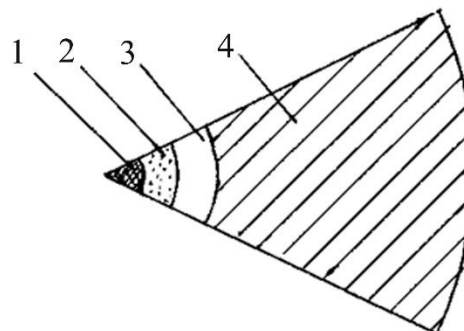


Рисунок 7.6

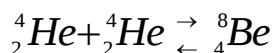
Радіус ядра $\sim 0,001R$, хоча маса $\sim 0,25m$ тобто $\rho_y \sim 3 \cdot 10^5 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ – це майже готовий білий карлик. В оболонці 2 йде CN – цикл ($T \sim 25 \cdot 10^6 K$), навколо якої знаходиться променевипускний шар 3 ($\sim 0,1R$), оточений конвективною зоною 4.

7.7 Синтез хімічних елементів в надрах зірок

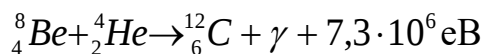
В ядрах гігантів водню вже нема, а $T_c \geq 100 \cdot 10^6 K$. Джерелом енергії стає потрійний α – процес:



За таких умов $\bar{E}_\alpha \sim 10^5$ еВ, й вони легше долають кулонівський бар'єр. Їх зіткнення утворює берилій:



А потім



$$\text{Кількість енергії, що виділяється: } \varepsilon_{3\alpha} = 10^{-8} \rho^2 Y^3 \left(\frac{T}{10^8} \right)^{30} \frac{\text{ерг}}{\text{г} \cdot \text{с}} \quad (7.19)$$

де $Y \sim 1$ – масова концентрація гелію. Після вигорання гелію відбувається подальше стискання ядра ($\sim 10 \cdot 10^6$ років) і досягається $T \sim 500 \cdot 10^6$ К. Сотні тисяч років йдуть реакції утвореного в (7.18) вуглецю з гелієм:



Вже при $T \sim 100 \cdot 10^6$ К кожне ядро $\text{C}, \text{O}, \text{Ne}$ може приєднувати до 3–4 протонів з швидкими виділенням енергії. При $T \geq 3 \cdot 10^9$ К починаються реакції синтезу важких ядер:



і так далі аж до утворення заліза в неоновому ядрі. Ці реакції йдуть дуже швидко ($t \sim 1$ с) при енерговиділенні $\varepsilon \sim 5 \cdot 10^{17} \frac{\text{ерг}}{\text{г} \cdot \text{с}}$, що може привести до вибуху зірки.

При бомбардуванні α -частинками заліза починається вже розпад ядер заліза. В глибоких надрах зірки утворюються вільні нейтрони:



та йде захват нейтронів ядрами (S-процес). Попавши в ядро, нейтрон переходить в протон раніше, ніж ядро захопить ще один нейтрон і стане стійким. Тому утворене ядро знову здатне захоплювати нейтрони з утворенням елементів аж до ${}_{83}^{209}\text{Bi}$. Перехід від одного джерела термоядерної енергії до іншого супроводжується стисканням ядра з підвищенням T . При $T > 10^9$ К основну частину енергії уносять нейтрино, що прискорює стискання ядра й веде до вибуху зірки як наднової.

7.8 С Модель білих карликів

Перший з білих карликів було відкрито в подвійній системі Сіріуса (α Великого Пса): навколо видимої зірки (Сіріуса А) обертається її крихітний напарник, який має напрочуд велику густину – до 10 т в 1 см³. Маса білих карликів

$m \sim m_0$ при радіусі, близькому до радіуса Землі; тоді $\rho \sim 10^6 - 10^7 \text{ г/см}^3$.

Речовина білих карликів – вироджений іонізований газ. Електрони вільно рухаються між ядрами, вони вже не зв'язані з ними. Така речовина має властивості, притаманні металам, зокрема теплопровідність. Тиск P виродженого газу дуже великий і мало залежить від T .

$$P = k\rho^{5/3} = 3.1 \cdot 10^{12} \rho^{5/3} \frac{\text{дін}}{\text{см}^2} \quad (7.23)$$

(при $v_{\max} \ll c$). При дуже високих T теплові швидкості можуть зрівнятися з швидкостями, зумовленими виродженням. Тому умова виродження газу

$$k\rho^{5/3} > \frac{\rho AT}{\mu}$$

$$\text{або } \rho > \left(\frac{AT}{k\mu} \right)^{3/2} \quad (7.24)$$

де μ – молярна маса іонізованого гелію ($\mu \approx 2$).

Тоді

$$\rho \sim \left(\frac{T}{75000} \right)^{3/2} \quad (7.25)$$

що відповідає умовам в білих карликах. Світність білих карликів визначається температурою, й для них немає залежності маса – світність, їх радіуси однакові при однакових масах, причому

$$R = \frac{\text{const}}{\sqrt[3]{M}} \quad (7.26)$$

Якщо немає релятивістського виродження. При збільшенні маси $v_{\max} \rightarrow c$, й

настає релятивістське виродження, а для $\rho > 10^6 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ – ультрарелятивістське.

Для такого газу

$$P = 4,9 \cdot 10^{14} \rho^{4/3} \frac{\text{дін}}{\text{см}^2} \quad (7.27)$$

Саме цей тиск врівноважує силу тяжіння, в білих карликах. Порівнявши (7.12) і (7.19), знайдемо, що модель білого карлика з нерелятивістського виродженого газу описується політропою $n = \frac{3}{2}$. При цьому $m \leq 0,6m_0$. При $m \geq m_0$ електронний газ вже релятивістськи вироджений, і $n = 3$. В цьому випадку $R \rightarrow 0$, при граничній $m > 1,43m_0$ (границя Чандрасекхара). З урахуванням поправок на процес $p \rightarrow n$ в центрі зірки, границя знижена до $1,2m_0$. При $m > 1,2m_0$ сила тяжіння вже не врівноважується тиском виродженого газу, і зірка катастрофічно стискається до стану нейтронної зірки, або чорної діри.

Речовина білого карлика високо прозора, оскільки більшість станів у

виродженому газі зайняті. Разом з ним, висока теплопровідність не допускає перепадів температури всередині білого карлика. Весь її перепад відбувається в тонкій зовнішній оболонці 1 ($0,01 - 0,02R$) (рис. 7.7), де вона зростає від тисяч до 10 млн.К. Ця оболонка оточена атмосферою 2, а основну масу зірки складає вироджений електронний газ в ядерній кристалічній структурі.

Джерел енергії білий карлик не має, тому він випромінює, охолоджуючись, та підтримуючи на поверхні $T \sim 10 \cdot 10^3$ К за рахунок високої теплопровідності.

Кількість теплової енергії білого карлика: $W = \frac{3}{2} kT \frac{m}{4m_n}$

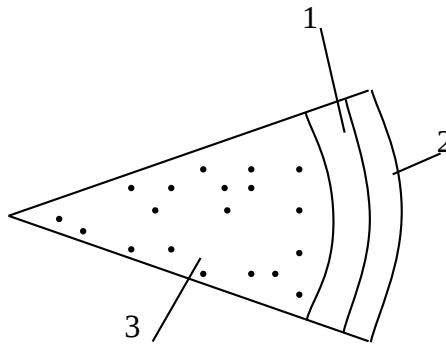


Рисунок 7.7

Час охолодження білого карлика сягає сотень млн. років. Відкрито вже кілька тисяч таких зірок.

7.9 С Еволюція зірок

Зірки утворюються шляхом гравітаційної конденсації в газопилових комплексах (зони НІ з $T \sim 100$ К та хмари молекулярного водню з $T \sim 10$ К).

При даних $\bar{\rho}$ та T існує радіус хмари R , названий джинсовською довжиною, при перевищенні якого хмара стискається під дією власної гравітації:

$$R_1 = \frac{Gm \cdot m}{AT} \approx \frac{0,2m}{Tm_o} (\text{пк})$$

При стисканні $T = \text{const}$ за рахунок молекулярного інфрачервоного випромінювання. Хмара фрагментує на окремі згустки. Момент імпульсу хмари втрачається за рахунок перекачки (до 90%) його по силовим лініям магнітних полів до сусідніх фрагментів. З ростом ρ ступінь іонізації падає, і згусток відривається від силових ліній.

Розігрівання надр протозірки створює інфрачервоне випромінювання (область ГП для $T_{\text{ef}} \sim 100\text{K}$). Далі в надрах починається іонізація, й протозірка стає непрозорою для випромінювання. Зростання L починається при охопленні конвекцією всього об'єму й сягає максимуму при $R \sim 10^3 R_o$ ($L \sim 10^3 L_o$). Час цього "спалаху" – кілька років. Потім при стисканні $T_{\text{ef}} \approx \text{const}$, площа

поверхні S зменшується, і світність L – теж. Збільшення P в надрах уповільнює стискання, й воно зупиняється з виходом на ГП: починаються ядерні реакції вигорання D , Li , Be , B з хмари. Час стискання:

$$t = 20 \frac{m^2}{RL} \text{ (млн.. років)} \quad (7.28)$$

де всі параметри – в сонячних одиницях.

Зірка знаходиться на ГП, поки в центрі не утворюється гелієве ядро з $m \sim 0,1-0,12m_0$ за час

$$t \approx \frac{10^{10}}{L^3} \text{ (років)} \quad (7.29)$$

При $m_0 < m < 1,5m_0$ утворене ядро за $t \leq 10^6$ років стискається до

$\rho \sim 10^6 \text{ г/см}^3$ та $R \sim 0,01R_0$, а оболонка розширюється, що відповідає стадії

червоного гіганта. Через $t \geq 10^5$ років оболонка охолоджується й розширюється, переходячи в планетарну туманність з білим карликом в центрі. Світність червоного гіганта зростає, й він підніметься вправо – догори на діаграмі К–С. Якщо $m > 1,5m_0$, то T ядра сягає понад $10^9 K$, що продовжує ядерні реакції до утворення ${}_{14}Si$. При цьому також ефективно утворюються пари нейтрино – антинейтрино, які уносять з надр багато енергії. Це прискорює стискання й призводить до гравітаційного колапсу з вибухом (наднова зірка) і утворенням нейтронної зірки або чорної діри. Нижче приведена схема та еволюційні треки зірок з $m = 15m_0, m = 5m_0, m = 0,5m_0$

Відрізок	Стадія	Час стадії млн. років
1-2	Горіння водню в ядрі	644
2-3	Стискання	2,2
3-4	Горіння водню в шаровистому джерелові	1.34
4-5	Розширення конвективної оболонки	0,8
5-6	Фаза червоного гіганта	0,5
6-7	Загорання гелію в ядрі	6,0
7-8	Уникнення конвективної оболонки	1,0
8-9	Горіння гелію в ядрі	9,0
9-10	Вторинне розширення конвективної оболонки	1.0

Далі зірка з $m = 5m_0$ робить ще один відрізок ліворуч і швидко зміщується вгору, до надгігантів, до спалаху наднової. На ділянках 6–9 та 9–10 (петлі) зірка стає пульсуючою змінною. Петель нестабільності немає при $m = 15m_0, m \geq 2,25m_0$. У Сонця немає й відрізка 2–3 ліворуч: воно повільно

переходить до червоних гігантів. При еволюції зірка може втратити значну частину маси, й подальший шлях її визначається тільки масою ядра.

7. 10 С Пульсуючі фізично змінні зірки

Це зірки, що виконують коливання за рахунок енергії, що вивільняється в надрах, причому промениста енергія переходить в механічну. Основні типи:

1. Довгоперіодичні цефеїди ($P \sim 1-70$ діб, $\Delta m = 0,^m 1-2,^m 0$, високої світності, клас F).

2. Типу Міри (O) Кита – довгоперіодичні гіганти ($P \sim 80-100$ діб, $\Delta m < 2,^m 5$, пізніх класів).

3. Полуправильні – гіганти й надгіганти ($P \sim 30-100$ діб, $\Delta m < 2,^m 0$, клас M).

4. Типу RR Ліри – гіганти $A-F$ ($P \sim 0,05-1,2$ діб, $\Delta m < 3,^m 0$).

5. Типу RV Тільця – надгіганти $G-M$ ($P \sim 30-150$ діб, $\Delta m < 3,^m 0$).

6. Повільні, неправильні – гіганти і надгіганти пізніх спектральних класів. З теорії слідує

$$P\sqrt{\bar{\rho}} = 0,05 = const \quad (7.30)$$

де P – в добах;

$\bar{\rho}$ – в г/см^3 .

Чим більше праворуч в область надгігантів зміщена зірка, тим більше R і менше $\bar{\rho}$, тобто більше P . Під поверхнею зірки, на деякій глибині, знаходиться зона іонізації H , $He II$. Ще глибше – зона повної іонізації $He (1-2\%R)$. Там $\bar{\rho} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^3$ і $\bar{T} = 40 \cdot 10^3 \text{ К}$. Якщо відбулось випадкове стискання повністю іонізованого газу, то його коефіцієнт поглинання κ зменшується, й газ робиться більш прозорим. Цей шар підсилено втрачає енергію. Якщо ж стискається не повністю іонізований газ, то цей шар накопичує енергію, оскільки κ збільшується. За рахунок поглинання енергії тиск в зоні $He II$ підвищується, й даний шар розширюється. Потім зменшується ρ , підвищується прозорість, і енергія висвітлюється. Зовнішні шари під дією тяжіння падають до центру, проскакуючи положення рівноваги, й знову стискаються. Цикл повторюється. Пульсують лише зірки, в яких зона іонізації налаштовується на резонанс з усією зіркою.

Найбільш видатні з пульсуючих зірок – жовті гіганти цефеїди (від типової δ Цефея), для яких існує важлива залежність

$$M = -1,33 - 2,25 \lg P \quad (7.31)$$

Із спостережень встановлюється m та P , а по (7.31) знаходиться M і по (1.9) визначається відстань r зірки. Це основний і досі найбільш надійний засіб визначення відстаней зоряних скопищ і галактик. Велике значення має те, що цефеїди – гіганти високих світностей, які добре визначаються в близьких галактиках.

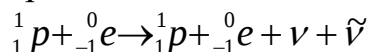
7.11 С Вибухи наднових зірок

На пізніх стадіях еволюції масивні зірки вибухають, і їх світність збільшується неймовірно. Зірка, зовсім невидима на фото до спалаху, раптово з'являється. Тому їх і нарекли досить невдалою назвою «наднові». Відрізняють два типи (основні):

I - максимальний блиск триває близько тижня, потім різкий спад за 1 місяць і повільне згасання. Відрив оболонки $m \sim 0,3m_0$ й розширення її з $v \sim 15000 \text{ км/с}$. $m \sim 1,2 - 2,0m_0$;

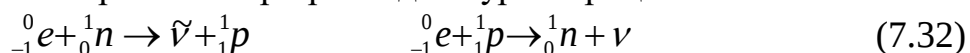
II - максимум блиску триває близько 20 діб, потім зменшується на декілька m і залишається майже постійним, після чого настає різке спадання світності $m > 2m_0$.

Джерело енергії вибуху – гравітаційне стискання ядра. Вибухають як червоні надгіганти, так і блакитні. Перед вибухом при $\rho_c \sim 10^7 \text{ г/см}^3$, $T_c \sim \text{млрд.К}$ в великій кількості виникають нейтринні пари:



Ці пари виходять з зірки, її ядро охолоджується, тиск в центрі падає, й порушується гідростатична рівновага. Зірка стискається, а це збільшує вихід нейтринних пар. Виникає імплзія - вибух в середину зірки ($\tau \geq 0,01 \text{ с}$). Не менше 99 % енергії при цьому ($\sim 10^{52} \text{ ерг}$) уносять нейтрино. Стискання ядра припиняється як тільки $T_y \geq 2 \cdot 10^9 \text{ К}$, $\rho_c = 10^{14} \text{ г/см}^3$. В оболонці йде вибухове вигорання O та C , внаслідок чого в глибоких шарах зірки виникає ударна хвиля яка зриває оболонку. Якщо $m_y < 2,5m_0$, то при стисканні ядра відбувається розпад ядер заліза й інших важких елементів на α -частинки й нейтрони ($T_c \sim 5 \cdot 10^9 \text{ К}$). Нагрівання припиняється але стискання триває. Оболонка, що охолола, падає на ядро, швидко нагрівається й вибухає внаслідок швидких ядерних реакцій на легких елементах в шарах оболонки.

Починаючи з $T \sim 0,5 \cdot 10^9 \text{ К}$ нейтринне випромінювання перевищує фотонне. До утворення нейтронних пар призводить урка-процес:



Після розпаду заліза в ядрі швидко підсилюється потік $\bar{\nu}$ та ν , що уносять енергію гравітаційного стискання. Різко збільшується температура ядра, а при $T = 20 \cdot 10^9 \text{ К}$ та $\rho_c \sim 10^{10} \text{ г/см}^3$ починається розпад α -частинок. Це різко підсилює (7.32), й гравітаційна енергія швидше уноситься з ядра. Коли $T_y \geq 40 \cdot 10^9 \text{ К}$ й $\rho_c \sim 3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$, ядро вже не прозоре для нейтрино: вони поглинаються протонами й нейтронами в зворотному урка-процесі. Стискання ядра припиняється при

$$T_c \sim 100 \cdot 10^9 K, \rho_c \sim 3 \cdot 10^3 \text{ г/см}^3.$$

Відбувається нейтронізація речовини: електрони втискаються в протони, і ядро переходить в стійке тіло – нейтронну зірку. Якщо $m > 2,5m_0$, то стійкої конфігурації немає, й стискання ядра катастрофічно триває до утворення чорної діри.

7.12 С Пульсари. Нейтронні зірки.

В 1967р. відкриті джерела короткоперіодичного радіовипромінювання, названі пульсарами ($P \sim 0,033 - 0,075\text{с}$). Пульсар з $P = 0,033\text{с}$ знаходиться в центрі Крабовидної туманності - залишка спалаху наднової зірки 1054 р, зафіксованого китайськими хроніками. Період пульсара збільшується з часом по закону

$$P = 2t^{\frac{2}{5}} \quad (7.33)$$

де P – в мс, а t – в роках.

Вік при $0,5 < P < 2\text{с}$ сягає $10^6 \leq t \leq 3 \cdot 10^7$ років. Пульсари – це нейтронні зірки, що швидко обертаються. В центрі їх знаходяться гіперони та μ -мезони. Врахування тиску гіперонного газу в центрі зірки приводить до границі маси нейтронної зірки $m = 2,5m_0$ і радіуса $R = 12$ км. Збереження моменту імпульса при стисканні зірки

$$\frac{2}{5} m R^2 \omega = \frac{2}{5} m R_0^2 \omega_0 \quad (7.34)$$

звідки $\omega = \omega_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^2$

Для зірки з параметрами Сонця (7.34) дає збільшення ω в 10^9 разів. Справжня частота в 10–100 разів менша, оскільки зірка передає частину моменту оболонці за допомогою магнітних силових ліній. Потік магнітного поля при стисканні не змінюється:

$$\Phi = 4\pi R^2 H = \text{const} \text{ (CГС)}$$

При $R_0 \rightarrow R$

$$H = H_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \geq 10^4 E.$$

Імпульси радіовипромінювання спостерігаються, якщо промінь зору потрапляв в конус випромінювання (рис.7.8).

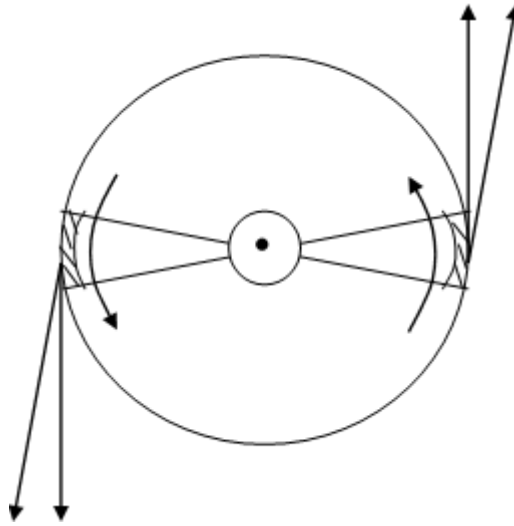


Рисунок 7.8

Енергія вивільняється за рахунок повільного гальмування зірок. Кінетична енергія, що відповідає періоду P :

$$E = \frac{4\pi^2 m R^2}{5 P^2} \quad (7.35)$$

При зміні P від P_1 до P_2 :

$$\Delta E = \frac{4\pi^2}{5} m R^2 \left(\frac{1}{P_1^2} - \frac{1}{P_2^2} \right) \quad (7.36)$$

Час збільшення P згідно з (7.33):

$$\Delta t = \left(\frac{P_2}{2} \right)^{\frac{5}{2}} - \left(\frac{P_1}{2} \right)^{\frac{5}{2}} \quad (7.37)$$

Якщо τ відповідає $P_2 = 2P_1$, то згідно з (7.35) енергія за τ зменшується в 4 рази,

й втрати її: $\Delta E = E - \frac{E}{4} = \frac{3}{4} E$

Відповідно, за одиницю часу:

$$\delta E = \frac{3E}{4\tau} \approx \frac{E}{\tau}$$

При характерному $\tau = 10^6$ років, $\delta E = 10^{26}$ Вт, що на кілька порядків вище потужності радіовипромінювання ($\sim 10^{19} - 10^{22}$ Вт), так що лише частина втрат кінетичної енергії йде на випромінювання.

У молодих пульсарів P малий, і максимум випромінювання приходить на γ -діапазон; пульсар випромінює також в рентгенівському й оптичному діапазоні.

Радіус світлового циліндра ($v = C$):

$$R_c = \frac{CP}{2\pi} \quad (7.38)$$

При $P = 1$ с, $R_c = 5 \cdot 10^7$ м. На світловому циліндрі магнітне поле

перетворюється в електромагнітні хвилі, котрі уносяться в простір. Нейтронна зірка, що обертається в вакуумі, випускає магнітно-діпольне випромінювання (МДВ) з частотою $\frac{1}{P}$ і $\lambda = R_c$, інтенсивність якого зростає з збільшенням куту α між віссю обертання та віссю конусів випромінювання. Потужність магнітно-діпольного випромінювання:

$$W_B = \frac{2\pi}{3C^2} \omega^4 \frac{B^2}{\mu_0} R^6 \sin^2 \alpha (CI) \quad (7.39)$$

де B – індукція поля біля полюсів. Але повинно бути

$$W_B = \frac{3}{4} \frac{E}{\tau}$$

При $P = 1c$, $R = 10^4$ м, та $\sin \alpha \approx 1$, $B \sim 3 \cdot 10^8$ Тл – характерне для нейтронної зірки.

Причиною гальмування може бути, зокрема, випромінювання гравітаційних хвиль зіркою у вигляді трохи асиметричного 3-осного еліпсоїда з частотою: $2 \frac{1}{P}$

Емпірична залежність: $\frac{d\omega}{dt} \sim \omega^{3,4}$, хоча розрахована для МДВ: $\frac{d\omega}{dt} \sim \omega^3$, тобто

спостерігається частота, яка не відповідає МДВ. Значить, МДВ трансформується в таке, яке спостерігається. Це відбувається в магнітосфері. Намагнічена зірка, що швидко обертається, утворює навколо себе сильне електричне поле, складова котрого, нормальна до поверхні зірки, й співпадаюча по напрямку з магнітними лініями, виринає з зірки електрони та іони. Їх релятивістський потік вилітає з магнітосфери по відкритим силовим лініям, що сильно деформовані пересічним світловим циліндром. Саме МДВ поглинається в магнітосфері, поповнюючи енергію частинок.

Релятивістські частинки випромінюють за рахунок синхротронного механізму (розділ 5.2) в конус з куту (5.3).

Якщо спостерігач ловить лише один конус діаграми направленості, то внаслідок ефекту Доплера частота випромінювання може сильно збільшуватися.

Спрямовані потоки частинок, які створюють радіопромінь пульсара, формуються насамперед біля магнітних полюсів, де напруженість максимальна. С часом пульсар втрачає енергію. Електричне поле біля поверхні втрачається, й механізм радіовипромінювання перестає діяти.

Відкрито стрибкоподібне збільшення періоду ($\Delta P \sim 10^{-7}$ с) – зіркотрус пульсара.

Нейтронна зірка складається з кількох оболонок (рис.7.9): поблизу поверхні – твердий шар 1 щільно упакованих ядер Fe , He та інших, а також щільний вироджений електронний газ, компенсуючий заряд ядер.

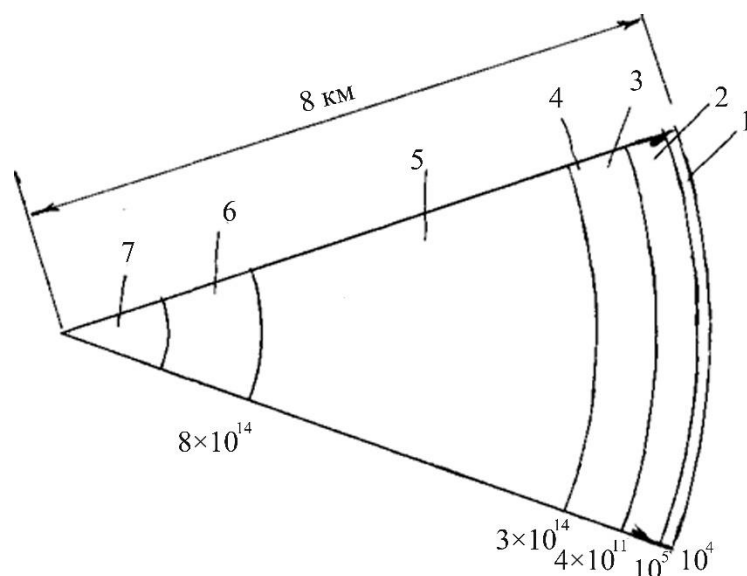


Рисунок 7.9

З глибиною та ростом густини ρ електрони втискаються в ядра, багаті нейтронами – більш важкі, ніж ядра заліза (2). При $\rho \sim 3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ ці ядра втрачають стійкість і викидають нейтрони (3). Далі до центру розташовується вироджена нейтронна рідина з додатком протонів та електронів (4,5). Тільки градієнт тиску виродженого нейтронного газу здатний забезпечити гідростатичну рівновагу нейтронної зірки. Важкі ядра зникають при $\rho \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$. В центральній області 6 знаходяться Σ гіперони та μ -мезони. Можливо, центр складається з щільно упакованих кварків (7). Цифри на рис.7.9 вказують густину в г/см^3 . У подвійних системах нейтронна зірка взаємодіє з речовиною, що спадає на неї внаслідок акреції з видимої зірки, яка розбухла настільки, що вийшла за свою порожнину Роша (рис.7.10).

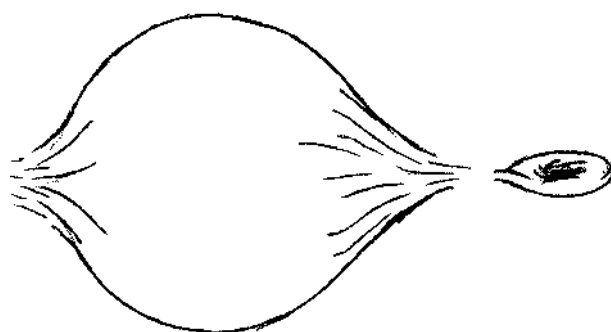


Рисунок 7.10

Якщо нейтронна зірка має сильне магнітне поле, то речовина летить в магнітні воронки на полюсах, утворюючи явище рентгенівського пульсара. Якщо поле відносно мале, то речовина більш рівномірно розподіляється по поверхні, періодично спалахуючи (феномен нової зірки, або барстера). Подібні явища відбуваються й тоді, коли замість нейтронної зірки буває білий карлик або ще щільніший об'єкт – чорна дірка.

7.13 С Чорні діри

При $m > 2,5 - 3,0m_o$ навіть тиск виродженого нейтронного газу не здатний зупинити гравітаційне стискання зірки, й вона катастрофічно стискається до стану чорної діри – об'єкта, у якого друга космічна швидкість сягає c . В таких сильних гравітаційних полях згідно з загальною теорією відносності (ЗТВ)

$$F = \frac{Gmm}{R^2 \sqrt{1 - 2Gm/c^2 R}} \text{ та } a = \frac{Gm}{R^2 \sqrt{1 - 2Gm/c^2 R}} \quad (7.40)$$

В сильних гравітаційних полях простір викривлений і не є евклідовим. В деяких окремих випадках ЗТВ дозволяє одержати розв'язання, що допускають інтерпретацію явищ за допомогою механіки Ньютона. Згідно з (7.40) $F \rightarrow \infty$ не при $R \rightarrow 0$, а при $R \rightarrow R_g$:

$$R_g = \frac{2Gm}{c^2} \quad (7.41)$$

який називається гравітаційним радіусом. Сфера радіуса R називається сферою Шварцшильда. Зовнішнє поле тяжіння необертальної незарядженої ЧД сферично симетричне. Границя області, за яку світло не виходить, називається обрієм подій. Щільність тіла масою m , втиснутого в сферу Шварцшильда:

$$\bar{\rho} = \frac{m}{4/3\pi R_g^3} = \frac{3c^6}{32\pi G^3 m^2} = 2 \cdot 10^{16} \left(\frac{m_o}{m} \right)^2 \text{ г/см}^3$$

Згідно з ЗТВ, таке тіло істотно змінює геометричні властивості простору навколо себе та впливає на темп течії часу. Нехай $\Delta\tau$ – час, вимірюваний спостерігачем на поверхні (власний), а Δt – час між тими ж подіями, вимірюваний спостерігачем на ∞ (координатний). Тоді

$$\Delta t = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{1 - 2Gm/Rc^2}} = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{1 - R_g/R}} \quad (7.42)$$

При $R \rightarrow R_g, \Delta t \rightarrow \infty$, тобто координатний час уповільнюється. Якщо:

$$\Delta\tau = \frac{1}{\nu} = \frac{\lambda_0}{c}$$

то на ∞ фіксується: $\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - R_g/R}}$

і при $R \rightarrow R_g, \lambda \rightarrow \infty$. Для віддаленого спостерігача зірка ніколи не досягне R . Цей процес називається гравітаційним уповільненням часу та гравітаційним червоним зміщенням. Зірка проявляє себе тепер тільки гравітаційним полем, моментом імпульсу та електричним зарядом.

Але власний час – конечна величина. Стискання зірки протікає практично з швидкістю вільного падіння. Якщо $R > R_g$, то час стискання обчислюється по (6.3).

Від початку стискання з відстані $10R_g$ до R_g складає кілька секунд при початковій $\bar{\rho} = 10^6 \text{ г/см}^3$ (ізотермічне вироджене ядро). При цьому швидкість збільшується до c , і перехід сфери Шварцшильда практично миттєвий. Якщо в момент t_1 фіксований зовнішній шар зірки, що стискається, знаходиться на відстані R_1 від центра, то потім для безконечно віддаленого спостерігача:

$$R = R_g (R_1 - R_g) \exp \left[-\frac{c(t - t_1)}{2R_g} \right] \quad (7.43)$$

Відстань $R = R_g$ досягається при $t = \infty$. Для (7.43) $R_1 - R_g \ll R_g$. Залежність світності від часу:

$$L = L_0 \exp \left[-\frac{2c}{3\sqrt{3}R_g} (t - t_1) \right] \quad (7.44)$$

При $R \rightarrow R_g$ ($t \rightarrow \infty$) $L \rightarrow 0$ для зовнішнього спостерігача, тобто зірка згасає в нескінченному майбутньому: зникає фотонне та нейтринне випромінювання, магнітне поле.

Чорні діри випаровуються, тобто народжують частинки й випускають їх (ефект Хокінга). В сильних гравітаційному та змінному електричному полях відбувається перетворення віртуальних частинок вакууму в матеріальні. Швидкості всіх процесів у зірки, що стискається, зменшується вдвічі за час:

$$\tau = \frac{R_g}{c}$$

Таке уповільнення триває вічно. З точки зору всіх процесів, за винятком квантового народження частинок, зірку можна вважати застиглою через інтервал в декілька τ . Змінне гравітаційне поле всередині застигаючої зірки перетворює частинки в матеріальні, причому тільки тієї частоти, яка відповідає характерному часові зміни гравітаційного поля всередині зірки, що стискається (τ). В полі застигаючої зірки народжуються фотони з частотою:

$$\nu_g = \frac{1}{\tau} = \frac{c}{R_g}$$

а також нейтрино, гравітони, тощо. Чорна дірка з масою m випромінює частки як абсолютно чорне тіло з температурою:

$$T = \frac{\eta c^4}{k\pi R_g} = \frac{10^{26}}{m} (K) \quad (7.45)$$

Повна потужність електромагнітного випромінювання ЧД:

$$L \approx \frac{\eta c^2}{R_g^2} = \frac{\eta c^2 c^4}{4G^2 m^2} \approx 10^{20} \left(\frac{10^{15}}{m} \right)^2$$

Ефекти народження часток при $m > m_0$ дуже малі, оскільки ЧД великих мас мають низьку температуру ($T \sim 10^{-7} K$).

Набагато ефективніше випромінюють чорні діри малих мас, які могли утворюватись на самому ранньому етапі розширення Всесвіту. Такі ЧД мають велику T згідно з (7.45). При $m < 10^{17}$ Г, $T > 10K$ чорні діри можуть народжувати електронно-позитронні пари. Випромінюючи частинки, чорна дірка втрачає масу й зменшується. Водночас цей процес прискорюється, а останні 10^9 г зірка випромінює за 0,1 с. Однак ще не з'ясовано, повністю випаровується чорна дірка, чи ні.

Невідомо також, триває стискання за сферою Шварцшильда за межу 10^{93} г/см^3 аж до сингулярності, чи воно на цьому зупиняється.

Рух тіл в полі тяжіння чорної діри відрізняється від ньютонівського. На відстані $R = 1,5R_g, v = C$. Нестійкість кругової орбіти настає вже при $R = 3R_g (v = \frac{1}{2}C)$. Якщо $v \ll C$, а траєкторія тіла проходить поблизу $2R_g$, то воно зробить багато обертів навколо зірки, поки не полетить в простір. При $R \sim 2R_g$ орбіта необмежено навивається на коло навколо зірки, й відбувається гравітаційне захоплення. Якщо $R < 2R_g$, то тіло після декількох обертів упаде в дірку.

Поле тяжіння ЧД викривляє траєкторію променів світла й релятивістських частинок. Всі вони, маючи прицільний параметр

$$l = \frac{3\sqrt{3}}{2} R_g$$

захоплюються діркою. Критичною в орбіта $R = 1,5R_g$. Чорна дірка, що обертається, називається діркою Керра. Максимальний момент імпульсу, що визначає вихрове гравітаційне поле:

$$k = \frac{0,26m^2}{c}$$

Сфера Шварцшильда начебто розшаровується: поверхня, на якій сила тяжіння для нерухомого тіла стає безконечною, приймає форму еліпсоїда з напіввісями $\frac{1}{2}R_g$ та R_g . Радіус обрію подій істотно зменшується, й при

$$k = k_{max}:$$

$$R_{оп} = \frac{1}{2} R_g$$

Навколо ЧД виникає область, в якій всі частинки та фотони втягуються вихровим гравітаційним полем в обертання. Верхня межа цієї області називається границею статичності. Область між нею та обрієм подій називається ергосферою. В ергосфері тіло може знаходитись, тільки якщо воно рухається, і для нього сила тяжіння - конечна. Тіло навіть може виходити з ергосфери.

$$\text{Повна енергія ЧД: } E = mc^2$$

Повна маса визначається як розмірами діри (площиною обрію подій S), так і обертанням:

$$m = \sqrt{\frac{S c^4}{16\pi G^2} + \frac{4\pi I^2}{S c^2}}$$

де I – момент інерції.

При вльоті в ергосферу частинки з енергією ε_1 (вдалині) сильне вихрове гравітаційне поле може викликати розпад частинки на дві й більше. Одна з них може впасти в дірку, а інша – вилетіти з ергосфери з швидкістю більшою від швидкості вльоту. Тобто, повна енергія $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$. Подібне явище відбувається й з електромагнітним випромінюванням (суперрадіація). Величина S не зміниться ні за яких процесів, окрім квантового випаровування Хокінга. Частинки, що впали за обрій подій, збільшують енергію ЧД. Дві чорні діри можуть злитися в одну, причому $S > S_1 + S_2$, а от розділитися на декілька частин з меншими поверхнями чорна дірка не може. В ергосфері вакуум нестійкий, тому там теж активно йде ефект Хокінга, причому частина частинок викидається з ергосфери на безконечність.

Виявити ЧД можна лише в подвійній системі, де внаслідок акреції вона є сильним рентгенівським випромінювачем. Безпосереднє відкриття чорних дірок поки що не відбулося, але факт їх існування не викликає сумнівів щонайменш на 90-95 %. Можна стверджувати, що концепція чорних дірок рятує астрофізику високих енергій, тому що ніякого іншого пояснення феномену масивних рентгенівських зірок (Лебідь X - I, Геркулес X - I тощо) сучасна наука не дає.

Більш того, виявлені на космологічних відстанях (у мільярди світлових років) надпотужні випромінювачі - квазари також не знаходять ніякого переконливого пояснення, якщо уникнути моделі ЧД. Цілком можливо, що в центрах ядер квазарів та галактик знаходяться надмасивні чорні діри з $m \sim 10^9 m_\odot$, в полях тяжіння яких протікають грандіозні процеси, пов'язані з активністю ядер галактик та квазарів.

Контрольні питання

1. Що таке діаграма колір-світність і яку інформацію можна отримати з її аналізу?
2. Як залежить світність зірки від її маси?
3. Які основні параметри зірок взаємозв'язуються між собою і як це впливає на їх розвиток?
4. Що таке політропна модель зірки і як вона використовується в теорії будови зірок?
5. Що таке умова променевої рівноваги і як вона описує внутрішню будову зірок?
6. Які існують типи моделей зірок, і як вони допомагають у розумінні процесів, що відбуваються в їх надрах?
7. Як відбувається синтез хімічних елементів в надрах зірок?
8. Яка особливість моделі білих карликів і які процеси відбуваються в їх середині?
9. Як еволюціонують зірки і що визначає їх життєвий шлях?
10. Що таке пульсуючі фізично змінні зірки і як їх пульсація пов'язана з їх

еволюцією?

11. Що таке вибухи наднових зірок і які причини можуть їх викликати?

12. Які властивості чорних дірок і як вони впливають на навколишнє середовище?

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Дума Д.П. Загальна астрометрія. Навчальний посібник. – Київ: Наукова думка, 2007. – 600 с.
2. Заблоцький Ф.Д., Савчук С.Г., Лук'янченко Ю.О., Джуман Б.Б., Паляниця Б.Б. Сферична астрономія. Навчальний посібник для студентів спеціальностей «Науки про Землю» та «Геодезія та землеустрій». – Львів: Видавництво Львівської політехніки, 2019. – 152 с.
3. Літнарівич Р.М. Українські астрономи. За матеріалами Вікіпедії станом на 10.06.2012 р. – Рівне, 2012. – 258 с.
4. Андрієвський С.М., Климишин І.А. Курс загальної астрономії. – Одеса: Астропринт, 2010. – 484 с.
5. Івченко В.М., Чолій В.Я. Загальна астрофізика: Методичні рекомендації до лабораторних робіт для студентів фізичного факультету. – Київ: ВПЦ «Київський університет», 2006. – 75 с.
6. Івченко В.М., Решетник В.М. Радіоастрономія. Навчальний посібник для студентів фізичного факультету. – Київ: ВПЦ «Київський університет», 2021. – 248 с.
7. Кузьменков С.Г. Зорі. – Київ: Освіта України, 2010. – 204 с.
8. Янків-Вітковська Л.М. (укладач). Теоретична астрофізика: Методичні рекомендації. – Львів: Вид. центр ЛНУ імені Івана Франка, 2001. – 46 с.
9. Жданов В.І., Гнатик Б.І., Гнатик Р.Б. Вибрані питання космічної газодинаміки: К.: ВПЦ «Київський університет», 2020. – 188 с.

РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

Основна

1. Вступ до астрофізики та космогонії: підручник / В. А. Захожай. – Х.: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2017. – 208 с.
2. Астрофізика: підручник / Ю. В. Александров, В. Г. Шевченко. – Х.: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2019. – 252 с.
3. Загальна астрономія: підручник для вищих навчальних закладів / С.М. Андрієвський, С.Г. Кузьменков, В.А. Захожай, І.А. Климишин. – Харків: ПромАрт, 2019. – 524 с.

Додаткова

4. Сонячна система: збірник задач: навчальний посібник. Кузьменков С. Г., Сокол І. В. – Київ: Вища школа, 2007. – 168 с.
5. Зорі: астрофізичні задачі з розв'язанням: навчальний посібник. Кузьменков С.Г. – Київ: Освіта України, 2010. – 206 с.
6. Космос у числах. Довідник. Єпішев В.П., Мотрунич І.І. – Ужгород, 2018. – 32 с.
7. Чолій В. Вступ до небесної механіки. Посібник для студентів. Київ: ВПЦ «Київський університет», 2018. – 244 с.

Інформаційні ресурси

8. Національна бібліотека України імені В.І. Вернадського: <http://www.nbuv.gov.ua/>
9. Науково-технічна бібліотека КПІ ім. Ігоря Сікорського <http://library.kpi.ua>.
10. Сторінка курсу на платформі дистанційного навчання "Сікорський" <https://do.ipk.kpi.ua>
11. Сайт НДІ астрономії ХНУ імені В.Н. Каразіна <http://www.astron.kharkov.ua/>

Навчальне видання

Конспект лекцій з дисципліни «Астрофізика» для підготовки здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти зі спеціальності 104 Фізика та астрономія за освітньо-професійною програмою «Фізика та астрономія»

Укладач: к.т.н. Томіна Анна-Марія Вадимівна
к. т. н., Сухомлин Володимир Іванович

Підписано до друку 20.05.2025 р.
Формат А5. Обсяг 3,45 друк. арк.
Тираж 25 прим. Замовлення 165.
51918, м. Кам'янське,
вул. Дніпробудівська, 2