

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ І. І. МЕЧНИКОВА

С. М. Андрієвський, С. Г. Кузьменков

Ядерна астрофізика

НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК

ОДЕСА
ОНУ
2022

УДК 52-48(075.8)

Рецензенти:

В. О. Тарасов – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри теоретичної та експериментальної ядерної фізики Одеського національного політехнічного університету МОН України;

В. М. Павлович – доктор фізико-математичних наук, провідний науковий співробітник Інституту ядерних досліджень НАН України;

І. А. Климишин – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри фізики і методики викладання Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника;

І. Б. Вавилова – доктор фізико-математичних наук, завідувач відділом позагалактичної астрономії та астроінформатики Головної астрономічної обсерваторії НАН України.

Рекомендовано до друку вченою радою ОНУ імені І. І. Мечникова.

Протокол № 4 від 16 листопада 2021 р.

Андрієвський С. М.

A659 Ядерна астрофізика: навчальний посібник/Андрієвський С. М., Кузьменков С. Г. – Одеса: Одеськ. нац. ун-т імені І.І. Мечникова, 2022. – 120 с.

ISBN 978-617-689-441-4

У навчальному посібнику послідовно викладено інформацію про процеси, які призводять до утворення ядер хімічних елементів у космосі. Серед них – процеси первинного нуклеосинтезу у ранньому Всесвіті, а також процеси зоряного нуклеосинтезу. Розглянуто основні цикли термоядерних реакцій за участю ядер Гідрогену, Гелію, Карбону, Оксигену, Неону, Силіцію. Особлива увага приділена синтезу ядер, важчих за ядро Феруму. Це так звані реакції повільного і швидкого захоплення зародковими ядрами вільних термалізованих нейтронів. Результатом перебігу таких реакцій є утворення важких і надважких ядер (аж до ядер Торію і Урану). Поряд із процесами нуклеосинтезу розглянуто також питання зоряної еволюції, оскільки утворення тих чи інших нуклідів відповідає різним етапам розвитку зір різної маси.

Навчальний посібник може бути корисним студентам спеціальності 104 – фізика та астрономія, викладачам, а також усім, хто цікавиться проблемами космічного нуклеосинтезу.

ISBN 978-617-689-441-4

© Андрієвський С. М., Кузьменков С. Г., 2022

© О д е с ь к и й н а ц і о н а л ь н и й у н і в е р с и т е т

і м е н і І . І . М е ч н и к о в а , 2022

ЗМІСТ

ВСТУП.....	5
РОЗДІЛ 1. ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ.....	6
1.1. Позначення і класифікація.....	6
1.2. Процеси розсіювання частинок.....	11
1.3. Резонансні реакції.....	13
1.4. Характеристики частинок, які беруть участь в астрофізичних ядерних перетвореннях.....	14
1.5. Закони збереження в ядерних реакціях.....	20
1.6. Енергетичний вихід реакції.....	22
РОЗДІЛ 2. ПОШИРЕНІСТЬ ХІМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ У СОНЯЧНІЙ СИСТЕМІ. ПЕРВИННИЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ У ВСЕСВІТІ.....	24
РОЗДІЛ 3. ШЛЯХИ ЕВОЛЮЦІЇ ЗІР РІЗНИХ МАС	33
3.1. Діаграма Герцшпрунга–Рассела.....	33
3.2. Особливості еволюції зір малих мас. Утворення планетарних туманностей і білих карликів.....	36
3.3. Еволюція зір помірної маси і масивних зір. Наднові зорі. Утворення нейтронних зір та чорних дір.....	40
РОЗДІЛ 4. ТЕРМОЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ НА ГОЛОВНІЙ ПОСЛІДОВНОСТІ.....	47
4.1. Протон-протонний цикл.....	47
4.2. CNO-цикл.....	48
4.3. «Гарячі» цикли за участю ядер Гідрогену.....	50
4.4. Виділення енергії в pp- і CNO- циклах.....	51
РОЗДІЛ 5. ТЕРМОЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ І НУКЛЕОСИНТЕЗ ПІСЛЯ ГОЛОВНОЇ ПОСЛІДОВНОСТІ.....	57
5.1. Потрійний α -процес.....	58

5.2. Реакції синтезу ядер α -елементів.....	60
5.3. Термоядерні реакції на основі ядер Карбону.....	61
5.4. Реакції за участю ядер Неону.....	64
5.5. Реакції за участю ядер Оксигену.....	67
5.6. Термоядерні реакції за участю ядер Силіцію і синтез ядер елементів піку Феруму.....	72

РОЗДІЛ 6. СИНТЕЗ ВАЖКИХ ЯДЕР У ЗОРЯХ ПОМІРНИХ МАС І МАСИВНИХ ЗОРЯХ.....75

6.1. s-процес.....	75
6.2. r-процес.....	92
6.3. p-процес.....	100
6.4. νp -процес.....	104

Післямова.....	107
----------------	-----

ДОДАТОК 1. ФУНДАМЕНТАЛЬНІ ФЕРМІОНИ.....	108
---	-----

ДОДАТОК 2. ФУНДАМЕНТАЛЬНІ БОЗОНИ.....	111
---------------------------------------	-----

ДОДАТОК 3. ЯК ПРАЦЮЮТЬ ЗАКОНИ ЗБЕРЕЖЕННЯ МОМЕНТУ ІМПУЛЬСА І ПАРНОСТІ У МІКРОСВІТІ (НА ПРИКЛАДІ ПЕРШОЇ РЕАКЦІЇ ПРОТОН–ПРОТОННОГО ЦИКЛУ).....	112
---	-----

ДОДАТОК 4. ПЕРІОДИЧНА СИСТЕМА ХІМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ Д.І. МЕНДЕЛЄЄВА.....	115
---	-----

ДОДАТОК 5. ВМІСТ $N(E)/N(H)$ ДЕЯКИХ ХІМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ В АТМОСФЕРІ СОНЦЯ.....	116
---	-----

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	117
-----------------------------------	-----

ВСТУП

У цій книжці представлено сучасний погляд на синтез ядер (*нуклеосинтез*) у процесі народження Всесвіту і подальшої еволюції його об'єктів. Сучасні уявлення ядерної астрофізики були сформовані на основі величезної кількості астрономічних спостережень, теоретичних досягнень астрофізики і спираються на сучасні теорії фізики атомного ядра і елементарних частинок.

Оточуючий нас світ складається з різноманітних хімічних елементів від Гідрогену до Урану. Як утворились ці елементи в природних умовах?

За сучасними уявленнями протони p (${}^1_1\text{H}$) мають космологічну природу і виникли поблизу моменту *сингулярності* (ера *баріогенезу*). Легкі ядра Дейтерію ${}^2_1\text{D}$ (${}^2_1\text{H}$), Гелію ${}^4_2\text{He}$ і частина ядер Літію ${}^7_3\text{Li}$ утворились на дозорній стадії еволюції Всесвіту в перші кілька хвилин після *Великого Вибуху*, в еру первинного нуклеосинтезу. Як утворились усі інші атомні ядра, які особливості утворення ядер, важчих за ядро Феруму, яким чином відбувається збагачення міжзоряного середовища народженими хімічними елементами? Про все це розповідає ця книга.

В перших трьох розділах ми коротко нагадаємо основні положення теорії атомного ядра, елементи теорії зоряної еволюції, а також торкнемося спостережуваних фактів, що стосуються поширеності хімічних елементів у космосі. Основна частина матеріалу, що відноситься безпосередньо до ядерної астрофізики буде викладена в останніх розділах.

Автори вдячні рецензентам цієї роботи за корисні поради, а також співробітникам Одеського національного університету імені І. І. Мечникова Кабановій Т. І. і Мурнікову Б. О. за додаткову перевірку рукопису. Велика подяка професору І. А. Климишину і професору В. А. Захожаю, з якими кілька років тому ми плідно працювали над підручником «Загальна астрономія».

РОЗДІЛ 1

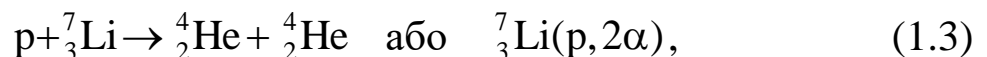
ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ

1.1. Позначення і класифікація

Під ядерною реакцією розуміють перетворення ядер ізотопів різноманітних хімічних елементів у результаті взаємодії з іншими ядрами або елементарними частинками. При цьому, якщо ядра мають певний заряд (певну кількість протонів), але різну кількість нейтронів (різну атомну масу), такі ядра називають ядрами *ізотопів* даного хімічного елемента. Для запису ядерної реакції використовують кілька способів. Найбільш наочним є такий: зліва пишуть суму частинок до реакції (початкових частинок), потім ставлять стрілку, що вказує напрямком перебігу процесу, після чого праворуч пишуть суму кінцевих продуктів реакції:



Поряд з цим (переважно у ядерній фізиці) використовують форму запису, в якому спочатку пишуть ядро-мішень, потім у дужках частинку, що налітає, і відокремлену комою частинку, що випромінюється в результаті реакції, і, зрештою, після дужок ядро-продукт. Реакція (1.1) у такій формі запису має вигляд: $X(x, y)Y$. Наведемо кілька прикладів:



де p – протон, D – дейтрон (ядро ізотопу Гідрогену – Дейтерію), γ – гамма-квант (фотон), α – альфа-частинка (ядро атома Гелію). В повному запису формули реакції зліва ми далі будемо спочатку

вказувати легшу частинку, а потім частинку-мішень, як це зроблено, наприклад, в (1.2).

Ядро атома, як правило, позначають так: ${}^A_Z X$, де X – символ хімічного елементу, Z – зарядове число (кількість протонів у ядрі) і водночас порядковий номер елементу в періодичній системі Менделєєва, а A – масове число, яке дорівнює $A = Z + N$, де, своєю чергою, N – кількість нейтронів у ядрі. Заряд ядра в СІ дорівнює Ze , де $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – величина заряду електрона. Слід зазначити, що для найлегших ядер часто використовують еквівалентні позначення: ${}^1_1\text{H} \equiv p$, ${}^2_1\text{H} \equiv {}^2_1\text{D}$, ${}^3_1\text{H} \equiv {}^3_1\text{T}$ (тритон – ядро ізоотопу Гідрогену – Тритію), ${}^4_2\text{He} \equiv \alpha$. Деякі приклади більш масивних ядер – ${}^7_3\text{Li}$ (сім нуклонів: 3 протони і 4 нейтрони), ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$ та ін. Серед 16 ядер ізоотопів Карбону існують, наприклад, такі ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{13}_6\text{C}$, ${}^{14}_6\text{C}$. Ядра ізоотопів можуть бути стабільними, або ні. Наприклад, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{13}_6\text{C}$ – стабільні ядра, а от половина ${}^{14}_6\text{C}$ розпадається за приблизно шість тисяч років. Розпад ядра нестабільного ізоотопу характеризується періодом піврозпаду. Період піврозпаду – це час, упродовж якого кількість ядер зменшується внаслідок розпаду вдвічі. Найбільшу кількість стабільних ізоотопів має Станум – їх у цього атома 10. Найбільшу кількість ізоотопів виявлено у Цезія – 55, причому Цезій має тільки один стабільний ізоотоп ${}^{133}_{55}\text{Cs}$. Буде цікавим зазначити, що найбільш довгоживучим ізоотопом є ${}^{128}_{52}\text{Te}$ (період піврозпаду становить $2 \cdot 10^{24}$ років, що набагато порядків перевищує час існування Всесвіту!). Одна з найкоротших тривалостей життя є в ізоотопу ${}^4_3\text{Li}$ – всього приблизно $9 \cdot 10^{-23}$ с.

Ядерні реакції, зазвичай, класифікують наступним чином:

1. *За типом частинки, що поглинається і/або народжується в процесі.* Наприклад, *альфа-розпад*, коли важкі ядра мимовільно випромінюють α -частинки:



Або *бета-розпад*, коли ядро мимовільно випромінює лептони першого покоління: електрон e^- (або позитрон e^+) і електронне антинейтрино $\tilde{\nu}_e$ (нейтрино ν_e):



Прикладом реакції за типом частинки, що поглинається, може бути *нейтронне захоплення*:



2. *За енергією процесу (з виділенням або поглинанням енергії)*. Згідно з законом збереження і перетворення енергії в кожній ядерній реакції можна оцінити енергію виходу реакції. Для цього потрібно порівняти суми енергій спокою ядер ізотопів (і частинок, якщо вони беруть участь у реакції) до реакції і після реакції. Якщо до реакції ця сума виявиться більше, ніж після реакції, то в результаті процесу надлишкова енергія виділяється. Такі реакції називають *екзоенергетичними* (екзотермічними). У протилежному випадку, коли реакції відбуваються з поглинанням енергії, їх називають *ендоенергетичними* (ендотермічними).

3. *За типом процесу (розпад або синтез)*. Реакції розпаду атомних ядер (інакше – радіоактивний розпад) – випадковий процес зміни складу (заряду Z , масового числа A) нестабільних атомних ядер шляхом випромінювання елементарних частинок та/або ядерних фрагментів. Такий процес можливий, коли він енергетично вигідний, а саме супроводжується вивільненням енергії. Умовою цього є перевищення маси початкового ядра над сумою мас продуктів розпаду. Проте, ця умова є необхідною, але не достатньою. Процес може бути заборонений іншими, крім збереження енергії, законами збереження (див. далі). Слід зазначити, що іноді розпад починається

із захоплення ядром якоїсь частинки, наприклад електрона (так зване «електронне захоплення») або нейтрона (із захоплення нейтрона починається відома реакція розпаду ^{235}U).

У реакціях синтезу відбувається об'єднання легких атомних ядер з утворенням важчих ядер. Оскільки для подолання кулонівського потенціального бар'єру, який виникає під час злиття ядер, потрібна висока температура (насправді, висока температура збільшує ефективність цього процесу, а ключовим тут є *тунельний ефект*), то такі реакції називають *термоядерними*.

Термоядерні реакції грають надзвичайно важливу роль у еволюції зір. Важливою особливістю таких реакцій є їх екзоенергетичність, що життєво важливо для існування зорі. Щоправда, виділення енергії відбувається тільки до утворення ядер Феруму–Ніколу. Синтез хімічних елементів, важчих за Ферум, може відбуватися лише з поглинанням енергії (ендоенергетичні реакції), що не може підтримувати існування зорі в стійкому стані. Як далі побачимо, це має виключне значення для еволюції масивних зір і зір помірних мас, а також для походження хімічних елементів.

Для розуміння причин екзоенергетичності реакцій як з легкими, так і з важкими ядрами, потрібно звернутись до поняття *енергії зв'язку ядер*. Протони і нейтрони в ядрі є зв'язаними, вони утримуються ядерними силами, які набагато переважають кулонівські. Це призводить до того, що сумарна маса вільних нуклонів переважає масу ядра, яке з них складається. Різницю суми мас нуклонів у вільному стані і маси ядра прийнято називати *дефектом маси*. Відтак, енергію зв'язку ядра $E_{\text{зв}}$ можна визначити як величину енергії (з оберненим знаком), яку слід надати ядру, щоб перевести нуклони зі зв'язаного у вільний стан. Це можна записати так:

$$E_{\text{зв}} = M_{\text{я}} c^2 - (Zm_{\text{p}} c^2 + Nm_{\text{n}} c^2), \quad (1.8)$$

де $M_{\text{я}}$, m_p і m_n – маса ядра, протона і нейтрона відповідно. Очевидно, що енергія зв'язку завжди від'ємна (як і потенціальна енергія для сил притягання). Часто використовують так звану питому енергію зв'язку ε , яку визначають так:

$$\varepsilon = \frac{E_{\text{зв}}}{A}, \quad (1.9)$$

де A – масове число.

На рис. 1 представлений графік залежності величини питомої енергії зв'язку ядер хімічних елементів від кількості нуклонів в ядрі.

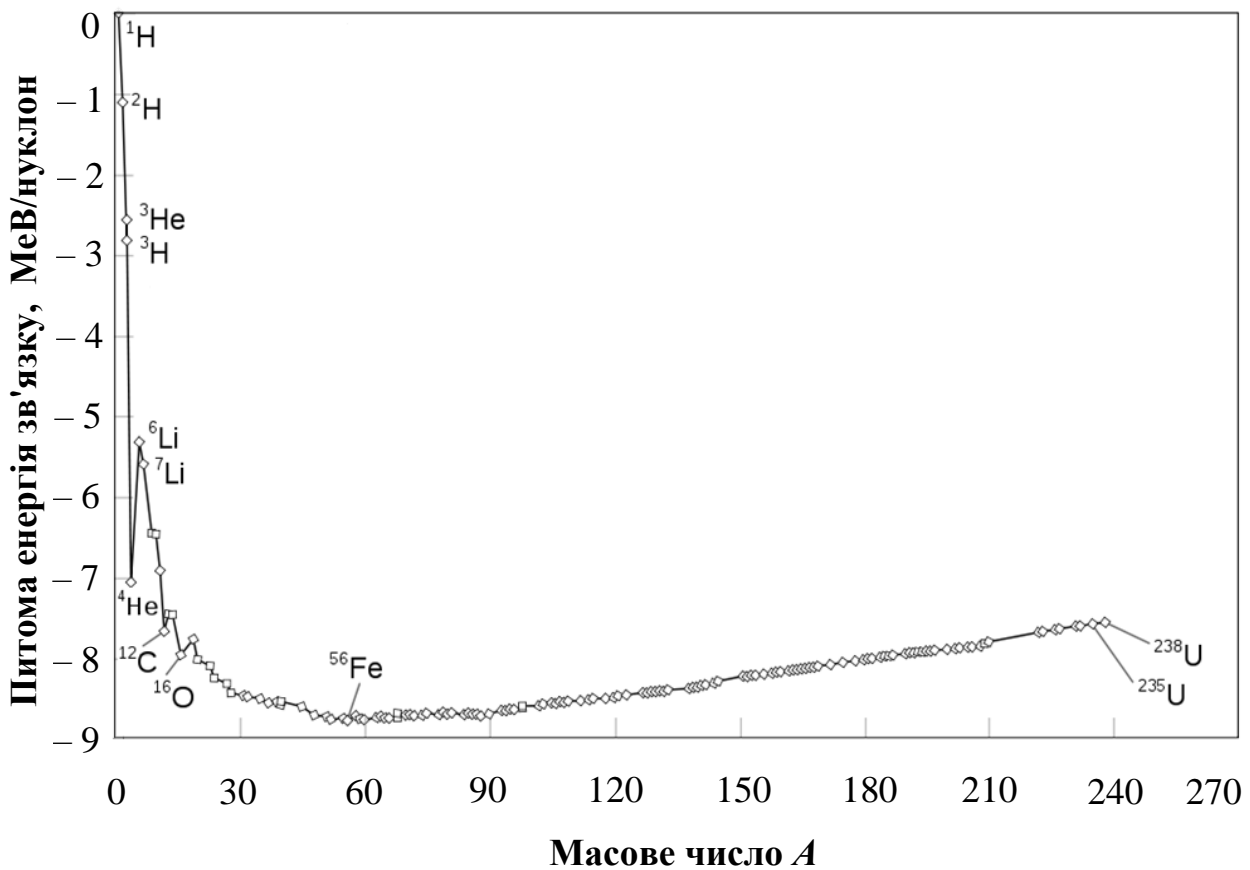


Рис.1. Графік залежності питомої енергії зв'язку ядер ε від масового числа A

З рисунку видно, що крива залежності має мінімум в районі ядер Феруму і деяких сусідніх ядер (Co, Ni). Це означає, що енергетично

вигідними є або реакції синтезу важчих ядер з більш легких (до утворення ядер Феруму), або розпад ядер, важчих за ядра Феруму.

4. Реакції можна класифікувати також за часом їх перебігу. Як часовий масштаб часто використовують так званий ядерний час – час прольоту фотона через ядро: $\tau_{\text{я}} = 2R/c \sim 10^{-23}$ с. Якщо час реакції $\sim \tau_{\text{я}}$, то таку реакцію називають прямою. Якщо ж час реакції $\gg \tau_{\text{я}}$, то говорять, що реакція відбувається через складене ядро.

У випадку прямої реакції частинка, що захоплюється ядром, передає енергію одному-двом нуклонам ядра, не зачіпаючи інших, і цей нуклон (нуклони) одразу покидає ядро, не встигаючи обміняти енергією з рештою.

У випадку реакції, що відбувається через складене ядро, частинка, що захоплюється ядром і нуклон, якому вона передає енергію, «в'язне» в ядрі. Передана енергія розподіляється між багатьма нуклонами і тому у кожного нуклона енергія виявляється недостатньою для вильоту з ядра. Лише через порівняно великий час у результаті випадкових перерозподілів ця енергія в достатній кількості накопичується у одного нуклона і він покидає ядро.

1.2. Процеси розсіювання частинок

Коротко торкнемося процесів розсіювання частинок. Процес розсіювання полягає у зміні напрямку руху частинки під час її зіткнення з іншою частинкою. Кількісна характеристика процесу розсіювання – ефективний поперечний переріз. Якщо нейтрон зіштовхується з атомним ядром, ядро називають мішенню; при цьому сукупність частинка+мішень є фізичною системою. Якщо під час зіткнення частинок сумарна кінетична енергія системи не змінюється, а також не змінюється внутрішній стан фізичної системи і не відбувається перетворення частинок, розсіювання називають пружним. В інших випадках маємо справу з непружним розсіюванням. Тут кінетична енергія переходить в іншу форму енергії зі збудженням додаткових ступенів свободи частинок системи.

Якщо, як приклад, розглянути взаємодію нейтронів з речовиною, то можна виділити наступні процеси: іонізація атомів (відрив електронів з атомних оболонок під дією кінетичної енергії нейтронів), пружне і непружне розсіювання, а також ядерні реакції. Пружне потенціальне розсіювання не призводить до влучання нейтрона безпосередньо в ядро, а супроводжується відхиленням його траєкторії в полі ядра. На відміну від цього *резонансне розсіювання* можна розглядати як процес миттєвого утворення складеного ядра. Нейтрон, що був поглинутий атомним ядром, спричиняє його збудження, після чого нейтрон (не можна сказати, що той самий) може бути викинутий (*реемісія*) з іншою енергією. Якщо енергія викинутого нейтрона дорівнює енергії нейтрона, що був поглинутий, процес носить назву *пружного резонансного розсіювання*.

Якщо після поглинання нейтрона збуджене ядро-мішень випромінює нейтрон, але ядро ще має залишок енергії, і цей залишок випромінюється, наприклад, у вигляді γ -кванту, такий процес носить назву *непружне розсіювання*.

У разі, коли енергія частинки (десятки кеВ) відповідає енергії резонансних енергетичних рівнів мішені, утворюється складене ядро, що супроводжується ядерною реакцією. Нейтрони з такою енергією є повільними і носять назву *резонансні нейтрони*.

Отже, ядерне розсіювання нейтронів можна розглядати як суперпозицію всіх можливих пружних і непружних процесів.

В природі існують речовини, які ефективно гальмують швидкі нейтрони. Значну роль в процесі гальмування відіграє пружне розсіювання. Після багатьох актів зіткнення з ядрами нейтрон втрачає значну частину своєї кінетичної енергії і перетворюється на повільний нейтрон. В подальшому такий нейтрон може бути з великою ймовірністю захоплений ядром.

Існує класифікація нейтронів за їх енергією. Наприклад, швидкі нейтрони мають енергії, що перевищують 10^5 еВ. Проміжні, резонансні і теплові (повільні) нейтрони мають енергії в діапазоні від

10^5 до $5 \cdot 10^{-3}$ еВ. Для холодних і ультрахолодних нейтронів типовими є значення енергії від $5 \cdot 10^{-3}$ до 10^{-7} еВ і менше.

1.3. Резонансні реакції

З курсів атомної і ядерної фізики відомо, що переріз реакції поглинання частинки (наприклад, фотона або нейтрона) поблизу резонансу описується лоренцевським профілем. Зокрема, переріз поглинання нейтрона мішенню задається формулою *Брейта–Вігнера*.

Оскільки далі нас будуть цікавити, зокрема, реакції за участю атомних ядер і нейтронів, формулу Брейта–Вігнера запишемо наступним чином (за умови, що ми розглядаємо поглинання повільних нейтронів, а, отже, достатньо враховувати лише частинки з орбітальним спіном $l=0$):

$$\sigma = \frac{\pi \hbar^2}{m^2 v^2} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (1.10)$$

Тут \hbar – стала Планка ($1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с), m – маса нейтрона ($1,66 \cdot 10^{-30}$ кг), v – його швидкість (в м/с), E_0 – енергія резонансу, Γ – повна ширина ядерного енергетичного рівня, яка дорівнює сумі ширин Γ енергетичних рівнів для всіх вхідних і вихідних каналів реакції (парціальні ширини, що визначають ймовірність розпаду за відповідним каналом): $\Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \dots$. Зокрема, тут записані ширини енергетичних рівнів для каналів, в яких утворюються вільні нейтрони, γ -кванти, протони, α -частинки. Розглянемо простий випадок. Важке ядро-мішень ${}^A_Z X$ поглинає нейтрон, внаслідок чого утворюється складене ядро у збудженому стані ${}^A_Z X + n \rightarrow {}^{A+1}_Z X^*$. Збудження може бути знятим різними каналами. Один з них – випромінювання γ -кванта: ${}^{A+1}_Z X^* \rightarrow {}^{A+1}_Z X + \gamma$. Більш важкий ізотоп залишається після цього в незбудженому стані. Отже, для двох каналів маємо $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$. Якщо енергія нейтрона, що поглинається $E \approx E_0$ (процес, близький до резонансного), то в формулі Брейта–

Вігнера невідомими залишаються тільки ширини енергетичних рівнів і швидкість нейтронів. Для умов, які панують в надрах зір у зоні реакцій температура становить сотні млн К. За таких температур найбільш ймовірна швидкість нейтронів становить близько $2 \cdot 10^5$ м/с. Для важких атомних ядер типовими є значення $\Gamma_n \approx 10^{-4}$ еВ, $\Gamma_\gamma \approx 0,15$ еВ. Тоді для відповідного перерізу резонансного процесу маємо $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-29}$ м². Для вимірювання перерізів реакцій в мікросвіті використовується така одиниця, як *барн*. Один барн дорівнює 10^{-28} м². Отже, переріз розглянутої реакції дорівнює 200 мілібарн.

Слід зауважити, що на відстані від резонансів переріз реакції захоплення нейтронів змінюється обернено пропорційно швидкості їхнього руху в плазмі, тобто $\sigma \propto 1/v$. Зі збільшенням швидкості нейтрона ймовірність реакції між ним і ядром-мішенню зменшується.

Якщо γ -квант поглинається ядром атому, виникає явище, що має назву ядерний фотоефект. При цьому збуджене ядро може випромінювати нуклон (як правило, нейтрон). Для реалізації такого каналу потрібно, щоб енергія γ -кванту, передана ядру, перевищувала енергію зв'язку нуклона в ньому.

1.4 Характеристики частинок, які беруть участь в астрофізичних ядерних перетвореннях

Розглянемо частинки, що відіграють «головні ролі» в астрофізичних застосуваннях.

Нуклони. До нуклонів, як підгрупи баріонів, відносять протон і нейтрон – складові атомних ядер. Їх найважливіші характеристики представлено в таблицях 1 і 2 (характеристики кварків, з яких складаються нуклони, наведено у Додатку 1).

Античастинки нуклонів, тобто антипротон (позначення \bar{p}) і антинейтрон (позначення \bar{n}) мають такі самі характеристики, крім електричного (для протона) і баріонного зарядів, – для античастинок знаки цих зарядів протилежні

Таблиця 1

Головні характеристики протона p

Характеристика	Числове значення
Маса (в одиницях $m_p c^2$, МеВ)	938,272
Характерний розмір, м	$< 10^{-15}$
Електричний заряд, Кл	$+1,602 \cdot 10^{-19}$
Спін, (в одиницях \hbar)	1/2
Магнітний момент (в одиницях $e\hbar/2m_p$)	2,793
Оціночний час життя, років	$> 5 \cdot 10^{32}$
Кварковий склад	uud
Баріонний заряд	+1
Лептонний заряд	0

Таблиця 2

Головні характеристики нейтрона n

Характеристика	Числове значення
Маса (в одиницях $m_n c^2$, МеВ)	939,565
Характерний розмір, м	$< 10^{-15}$
Електричний заряд, Кл	0
Спін (в одиницях \hbar)	1/2
Магнітний момент (в одиницях $e\hbar/2m_p$)	-1,913
Час життя, с	881,5
Кварковий склад	udd
Баріонний заряд	+1
Лептонний заряд	0

Лептони. Клас лептонів містить 6 частинок, які групуються парами. Кожна пара складається з негативно зарядженого лептона і відповідного нейтрино. Їх об'єднують у 3 покоління (сімейства).

Лептони є фундаментальними ферміонами – фундаментальними частинками *Стандартної моделі*, які не беруть участь у сильних взаємодіях.

Лептони

Перше покоління	Друге покоління	Третє покоління
електрон e^-	мюон μ^-	тау-лептон (таон) τ^-
електронне нейтрино ν_e	мюонне нейтрино ν_μ	таонне нейтрино ν_τ

Лептони не складаються з більш елементарних частинок на відміну від нуклонів. Ці частинки беруть участь у слабких взаємодіях, а заряджені лептони (e^- , μ^- , τ^-) – ще й в електромагнітних взаємодіях. Наведемо для прикладу характеристики лише лептонів першого покоління (таблиці 4 і 5); характеристики лептонів 2-го і 3-го покоління наведено у Додатку 1.

Таблиця 4

Головні характеристики електрона e^-

Характеристика	Числове значення
Маса (в одиницях $m_e c^2$, МеВ)	0,511
Характерний розмір, м	$< 10^{-19}$
Електричний заряд, Кл	$-1,602 \cdot 10^{-19}$
Спін (в одиницях \hbar)	1/2
Магнітний момент (в одиницях $e\hbar/2m_e$)	-1,001159
Оціночний час життя, років	$> 4,6 \cdot 10^{26}$
Електронний лептонний заряд	+1
Мюонний і таонний лептонні заряди	0
Баріонний заряд	0

Зазначимо, що кожний лептон має власну античастинку. Для частинок першого покоління – це позитрон e^+ , який відрізняється від електрона знаком електричного і лептонного зарядів, і електронне антинейтрино $\bar{\nu}_e$, яке відрізняється від електронного нейтрино тільки знаком лептонного заряду. Як знаємо, якщо частинка зіштовхується з власною античастинкою, то відбувається їх анігіляція.

Головні характеристики електронного нейтрино ν_e

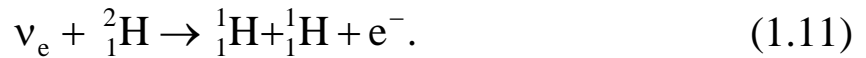
Характеристика	Числове значення
Маса (в одиницях $m_{\nu_e} c^2$, eВ)	< 2
Електричний заряд, Кл	0
Спін (в одиницях \hbar)	1/2
Магнітний момент (в одиницях $e\hbar/2m_e$)	$< 10^{-10}$
Оціночний час життя/маса, с/eВ	$> 7 \cdot 10^9$ (сонячні нейтрино)
Електронний лептонний заряд	+1
Мюонний і таонний лептонні заряди	0
Баріонний заряд	0

Сьогодні експериментально встановлено, що сама по собі частинка нейтрино є суперпозицією трьох станів, які являють собою електронне, мюонне і таонне нейтрино. Кожне з цих нейтрино може перетворюватися на нейтрино іншого сорту або на антинейтрино. Такі перетворення називають осциляціями нейтрино. Вони можливі тільки у випадку, якщо нейтрино мають ненульову масу і маси нейтрино різних сортів не збігаються. У разі перетворення нейтрино на антинейтрино говорять про незбереження лептонного заряду. Характеристики осциляцій є функцією від параметру L/E , де L – це дистанція, яку проходить нейтрино, а E – енергія частинки.

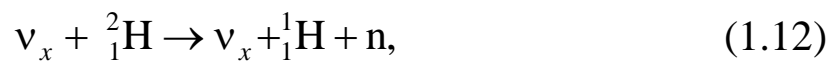
Осциляції сонячних нейтрино були експериментально виявлені в 2001 р. на нейтринній обсерваторії Садбері (SNO) у Канаді (провінція Онтаріо). Детектор SNO являє собою резервуар, що містить 1000 т надчистої важкої води D_2O з невеликою домішкою солі $NaCl$, розташований глибоко під землею (2000 м водного еквіваленту). Увесь об'єм проглядається 9456 фотоелектронними помножувачами (ФЕП), які реєструють черенковське випромінювання швидких електронів, що виникають внаслідок взаємодії енергійних нейтрино з атомами Дейтерію за трьома каналами:

1) Реакція дисоціації ядра Дейтерію (взаємодія *заряджених струмів* – CC – *charged current*, оскільки тут відбувається зміна

заряду однієї з частинок), в якій беруть участь тільки електронні нейтрино

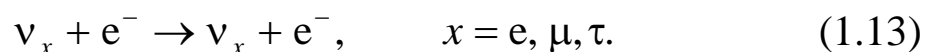


2) Реакція дисоціації ядра Дейтерію (через взаємодію *нейтральних струмів* – *NC* – *neutral current*, оскільки тут не відбувається зміни заряду частинок), в якій беруть участь нейтрино усіх сортів



де індекс x може означати як електронне (e), так і мюонне (μ), або тау (τ)-нейтрино. У цьому разі нейтрон, що утворився, захоплюється ядрами атомів у молекулах NaCl, а збуджений стан ядра знімається випромінюванням фотона, який можна фіксувати за допомогою ФЕП. Ця властивість дає змогу відокремити події, що відбуваються NC-каналом. За цією реакцією можна виміряти сумарний потік усіх сортів нейтрино, що потрапили на детектор.

3) Реакція пружного розсіювання на електроні



Як з'ясувалось, ця реакція (яку спостерігають також у детекторі СуперКаміоканде) йде для усіх сортів нейтрино. Отже, насправді в цій реакції вимірюють суму потоків електронних нейтрино та нейтрино інших сортів (μ , τ), проте через менший переріз розсіювання мю і тау-нейтрино на електронах кількість таких подій буде у 6,5 разів меншою, ніж у випадку розсіювання електронних нейтрино.

Порівнюючи темп реєстрації подій за каналами CC (за участю лише електронних нейтрино) і NC (за участю нейтрино усіх сортів), можна визначити, чи є в потоці нейтрино від Сонця, мюонні і тау-

нейтрино. Детектор SNO (як і СуперКаміоканде в Японії) здатний реєструвати енергійні нейтрино, що виникають в результаті розпаду радіоактивного Бору ${}^8\text{B}$ в зоні термоядерних реакцій Сонця. Якби осциляцій електронних нейтрино не відбувалось, то, очевидно, потік реєстрованих CC -нейтрино (канал 1) і NC -нейтрино (канал 2) був би однаковим. За наявності осциляцій $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$ потік NC -нейтрино має бути помітно (статистично значуще) більшим. Це й було виявлено в нейтринній обсерваторії Садбері. Порівняння результатів, отриманих детектором «рівних можливостей» на основі важкої води (реакція з Дейтерієм за каналом 2) з результатами роботи детектора СуперКаміоканде (розсіювання нейтрино на електронах йде в обох детекторах) підтвердило достовірність висновків.

Слід зазначити, що незалежно від того, чи має нейтрино масу, відмінну від нульової, чи ні, проходження нейтрино через речовину все ж таки буде супроводжуватися осциляціями, оскільки відтак у цьому випадку можна говорити про ефективну масу нейтрино.

Доречно також зауважити, що раніше існувала досить значна розбіжність між очікуваним потоком електронних нейтрино від Сонця і експериментально зареєстрованим на Землі. Після відкриття явища осциляцій нейтрино таку розбіжність сьогодні можна вважати усуненою.

Фотон. Фотон γ – нейтральна частинка з нульовою масою є переносником електромагнітної взаємодії між зарядженими частинками. Фотон може бути навіть джерелом утворення пари ферміон–антиферміон, проте сумарний електричний заряд частинок, що породжуються фотоном, завжди нульовий. Зазначимо, що фотон не може бути джерелом інших фотонів.

Оскільки фотон не має маси, то він може рухатись з максимальною для нашого Всесвіту швидкістю – швидкістю світла у вакуумі (що і відбувається). Фотон переносить енергію та імпульс, які визначаються виключно його частотою ω : $E = \hbar\omega$ (енергія) і $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ (імпульс, а модуль хвильового вектора дорівнює $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$, $\lambda = c/\nu$, $\omega = 2\pi\nu$).

1.5. Закони збереження в ядерних реакціях

Закони збереження накладають певні обмеження або інакше – заборони, на характеристики продуктів реакції. Найзагальнішими законами збереження, які виконуються для будь-яких типів взаємодії, є закони збереження енергії, імпульсу і моменту імпульсу.

Розглянемо реакцію (1.1). Напишемо закон збереження енергії через енергії спокою і кінетичні енергії E ядер (частинок), що беруть участь у реакції:

$$m_x c^2 + m_X c^2 + E_x + E_X = m_y c^2 + m_Y c^2 + E_y + E_Y. \quad (1.14)$$

Позначимо

$$Q = (m_x + m_X) c^2 - (m_y + m_Y) c^2. \quad (1.15)$$

Якщо $Q > 0$, то реакція перебігає за будь-якого значення $E_x + E_X$, зокрема і нульового (і буде екзоенергетичною). У разі $Q < 0$ реакція перебігатиме не завжди (і якщо перебігатиме, то буде ендоенергетичною). Для перебігу реакції необхідно, щоб $E_x + E_X$ перебільшувало різницю в масах кінцевих і початкових ядер, а саме величину $-Q = |Q|$ (зверніть увагу, що за визначенням (1.15) величина Q навпаки є різницею в масах початкових і кінцевих ядер). Отже, реакція має порогову енергію (*пори́г*), за якою починає виконуватись закон збереження енергії. Пори́г – це мінімальна сумарна кінетична енергія ядер (частинок) до реакції, за якої ендоенергетична реакція стає можливою.

Важливу роль у ядерних реакціях грає закон збереження моменту імпульсу. Збереження моменту імпульсу в реакції $X(x, y)Y$ означає виконання рівності:

$$\vec{J}_x + \vec{J}_X + \vec{l}_{xX} = \vec{J}_y + \vec{J}_Y + \vec{l}_{yY}, \quad (1.16)$$

де \vec{J} – спіни ядер і частинок, що беруть участь у реакції, \vec{l} – їх відносні орбітальні моменти імпульсу.

Збереження парності (симетрії відносно дзеркального перетворення), оскільки вона має мультиплікативний характер, вимагає виконання рівності:

$$\pi_x \pi_X (-1)^{l_X} = \pi_y \pi_Y (-1)^{l_Y}, \quad (1.17)$$

де π – позначає внутрішню парність частинки (ядра), $(-1)^l$ – орбітальну парність, а l – орбітальне квантове число, яке визначає відносний орбітальний момент імпульсу $L = \hbar \sqrt{l(l+1)}$. Слід зазначити, що в ядерних реакціях за каналами слабкої взаємодії парність не зберігається.

Наступний закон збереження зумовлений наявністю у частинок (ядер) *кулонівського електричного заряду*: в замкненій системі алгебраїчна сума електричних зарядів частинок (ядер) до реакції має дорівнювати їх сумі після реакції.

Обмеження на перебіг ядерних реакцій накладають і так звані *спеціальні закони збереження*, характерні лише для певних груп мікрооб'єктів. У численних експериментах було виявлено, що баріони під час ядерних перетворень народжуються парами: баріон–антибаріон, інакше – кількість баріонів до і після реакції завжди однакова. Це дало підстави сформулювати *закон збереження баріонного заряду B* , який дорівнює $B = +1$ для баріона і $B = -1$ для антибаріона, а для небаріонів він дорівнює $B = 0$. Відтак, кількість баріонів в ядерних реакціях має зберігатися. Така сама властивість ядерних перетворень була виявлена і для лептонів, причому для усіх трьох поколінь. Отже, в ядерних реакціях мають виконуватись *закони збереження електронного лептонного заряду L_e , мюонного лептонного L_μ і тау-лептонного зарядів L_τ* . При цьому для лептонів $L_i = +1$, де $i = e, \mu, \tau$, для антилептонів $L_i = -1$, і $L_i = 0$ для нелептонів.

Як працюють деякі закони збереження показано на конкретному прикладі у Додатку 3.

1.6. Енергетичний вихід реакції

В екзоенергетичних реакціях виділяється енергія, яку називають енергетичним виходом ядерної реакції. Для визначення енергетичного виходу реакції можна скористатись даними з питомої енергії зв'язку для ядер, які беруть участь у реакції. Розглянемо, наприклад, реакцію (1.2) – другу реакцію так званого *протон-протонного циклу* (див. підрозділ 4.1). Значення величини питомої енергії зв'язку для дейтрона і ядра легкого ізотопу Гелію ${}^3_2\text{He}$ наступні: $\varepsilon_D = -1,11 \text{ MeV/нуклон}$ і $\varepsilon_{\text{He}} = -2,57 \text{ MeV/нуклон}$ (позасистемна енергетична одиниця $1\text{eV} \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). Для наочності зобразимо деталі процесу на енергетичній діаграмі (рис. 2).

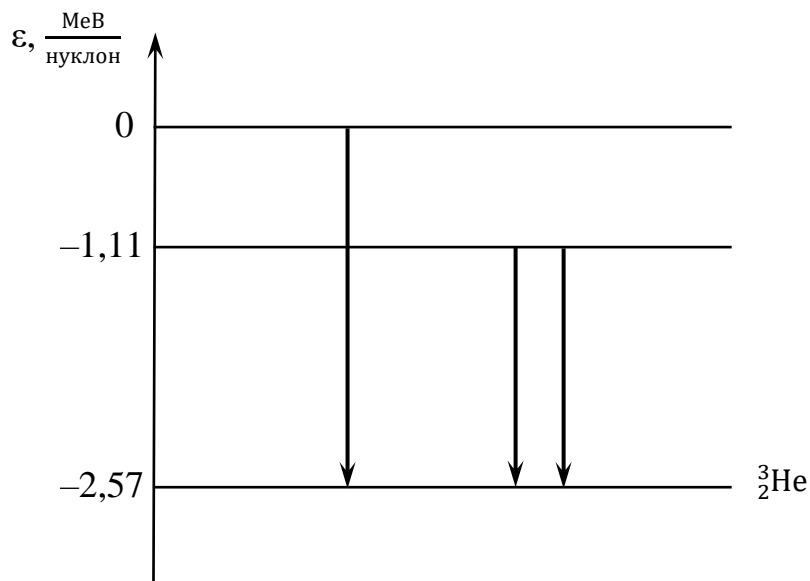


Рис. 2. Енергетична діаграма переходів нуклонів у реакції синтезу ядра легкого ізотопу Гелію (${}^3_2\text{He}$)

Зміна енергії системи нуклонів у процесі реакції дорівнює сумі змін, що відбуваються з кожним нуклоном, тому для зміни енергії системи матимемо:

$$\Delta E_{\text{сист}} = 1(-2,57 - 0) + 2(-2,57 - (-1,11)) = -5,49 \text{ (MeV)}. \quad (1.18)$$

Енергетичний вихід реакції дорівнює величині зміни енергії системи нуклонів з оберненим знаком $E_{\text{вих}} = -\Delta E_{\text{сист}}$. Отже, $E_{\text{вих}} = 5,49 \text{ MeV}$.

Контрольні запитання

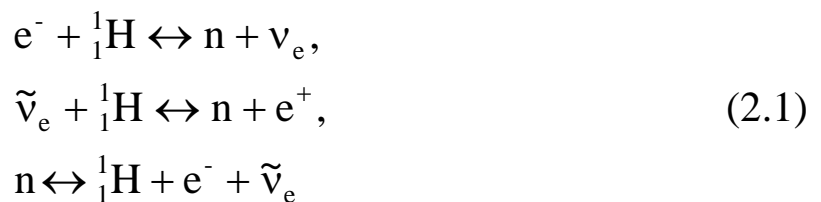
1. Чому в ядерній фізиці користуються такою величиною, як період піврозпаду?
2. Чому енергія зв'язку ядер від'ємна?
3. Чому реакції синтезу легких ядер називають термоядерними?
4. У чому полягає причина екзоенергетичності ядерних реакцій?
5. Що таке складені ядра?
6. У чому полягає процес пружного резонансного розсіювання?
7. Що таке ядерний фотоефект?
8. Яка частинка є переносником електромагнітної взаємодії?
9. Чим античастинки відрізняються від звичайних частинок?
10. Що таке осциляції нейтрино?
11. Які закони збереження діють у світі мікрочастинок?
12. Як визначається енергетичний вихід ядерної реакції?

РОЗДІЛ 2

ПОШИРЕНІСТЬ ХІМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ У СОНЯЧНІЙ СИСТЕМІ. ПЕРВИННИЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ У ВСЕСВІТІ

Виникає питання: як природа досягла такого розмаїття хімічних елементів і їх сполук, що складають неорганічну і органічну матерію Космосу? А все почалося з примітивної плазми первинного Всесвіту. Умови для дозоряного (космологічного) нуклеосинтезу виникли у Всесвіті приблизно через хвилину після Великого Вибуху. До цього моменту Всесвіт складався переважно з фотонів, електронів (позитронів), нейтрино (антинейтрино) і порівняно невеликої кількості найлегших баріонів – протонів і нейтронів, а також відповідних античастинок, які утворились після об'єднання кварків в адрони (баріони і мезони), що відбулося приблизно через 1 мкс після Великого Вибуху. Надлишкові протони і нейтрони (що залишились внаслідок порушення симетрії між частинками і античастинками і виникнення баріонної асиметрії раннього Всесвіту) і були тим матеріалом, з якого у подальшому виникли атомні ядра різних хімічних елементів.

За температур $T > 10^{13}$ К (що відповідає енергії > 1 ГеВ; ще раз нагадаємо, що позасистемна енергетична одиниця $1\text{eV} \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж) складні атомні ядра існувати не могли, оскільки вони ефективно руйнувались в результаті зіткнень з фотонами, електронами і позитронами. За таких температур протони і нейтрони завдяки реакціям слабкої взаємодії



переходили один в одного і перебували у стані термодинамічної рівноваги. У цьому стані ймовірність (термодинамічна) утворення протона або нейтрона з енергією E визначається розподілом Гіббса:

$$W = A e^{-\frac{E}{kT}}. \quad (2.2)$$

Отже, в умовах термодинамічної рівноваги співвідношення між кількістю нейтронів і протонів визначатиметься різницею мас нейтрона і протона:

$$\frac{n_n}{n_p} = \frac{e^{-E_n/kT}}{e^{-E_p/kT}} = e^{-\frac{\Delta mc^2}{kT}}, \quad (2.3)$$

де $\Delta mc^2 = (m_n - m_p)c^2 \approx 1,3 \text{ MeV}$.

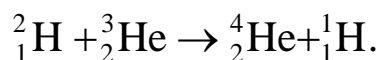
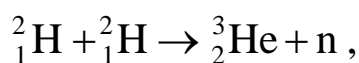
Швидкість перебігу наведених реакцій слабкої взаємодії за участю протонів і нейтронів залежить від температури і густини. Чим вони нижче, тим нижче швидкість реакцій. Із розширенням і остиганням Всесвіту настає момент, коли швидкість реакцій спадає настільки, що вони вже не можуть підтримувати рівновагу між протонами і нейтронами (швидкість слабких процесів стає меншою швидкості розширення Всесвіту). Цей момент настає приблизно через 2 с після Великого Вибуху за температури $T \approx 10^{10}$ К. При цьому рівноважне відношення концентрацій нейтронів і протонів становило $n_n/n_p \approx 1/5$ і до початку первинного нуклеосинтезу тільки знижувалось завдяки розпаду нейтронів (середній час життя вільного нейтрона ≈ 15 хв).

Стартовою реакцією первинного нуклеосинтезу є реакція утворення ядер Дейтерію



Накопиченню ядер Дейтерію за рахунок цієї реакції на початку протидіє їх інтенсивне руйнування фотонами у зворотному процесі *фотодезінтеграції*. Внаслідок цього початок синтезу ядер Дейтерію затримується приблизно до 100-ї секунди після Великого Вибуху, коли середня кінетична енергія частинок спадає до 0,2 МеВ. Всесвіт до цього моменту остигає до $3 \cdot 10^9$ К.

Зіткнення двох ядер Дейтерію відкриває шлях до утворення ядер Гелію:



За короткий час (1–3 хв) близько 1/4 нуклонів Всесвіту перетворились на ядра Гелію. При цьому практично всі нейтрони в результаті наведених реакцій, починаючи з утворення ядер Дейтерію, виявились зв'язаними в ${}^4_2\text{He}$. Наступне зниження температури і густини Всесвіту зупинило реакції синтезу.

Отже, через розширення і остигання Всесвіту епоха первинного нуклеосинтезу завершується до моменту $t \approx 200$ с («перші три хвилини»). Теорія гарячого Всесвіту передбачає такий первинний хімічний склад дозоряної речовини: протони – 75% і ядра Гелію ${}^4_2\text{He}$ – 25% за масою.

Космологічний синтез ядер Гелію – головний механізм його утворення у Всесвіті. Синтез ядер Гелію з протонів в зорях збільшує його частку в баріонній матерії приблизно на 2,5% за масою (до 27,4%). Викладений механізм утворення Гелію дає змогу пояснити його поширеність у Всесвіті і є сильним аргументом на користь дозоряної фази виникнення ядер Гелію і усієї концепції Великого Вибуху.

Первинний нуклеосинтез дає можливість пояснити також поширеність у Всесвіті таких легких ядер, як ядра Дейтерію, ядра ізотопу Гелію ${}^3_2\text{He}$ і Літію ${}^7_3\text{Li}$. Їх кількості мізерні порівняно з кількістю ядер Гідрогену і Гелію, і становлять (по відношенню до кількості протонів): ${}^2_1\text{H} - 3 \cdot 10^{-5}$, ${}^3_2\text{He} - 2 \cdot 10^{-5}$ і ${}^7_3\text{Li} - 10^{-9}$ відповідно. Усі ці числа добре узгоджуються з існуючими результатами визначення хімічного складу речовини на великих червоних зміщеннях за лініями поглинання в спектрах квазарів і галактик, де ще не відбулась еволюція газового середовища.

А от спостережувані дані для зір, і зокрема для Сонця і Сонячної системи, свідчать про значну поширеність більш важких хімічних елементів.

Серед найбільш істотних особливостей поширеності хімічних елементів у природі можна виділити наступні:

1. Речовина у спостережуваному Всесвіті переважно складається з Гідрогену – 91% від усіх атомів.

2. На другому місці Гелій – $\approx 8,9\%$.

3. Існує глибокий мінімум у космічній поширеності таких елементів, як Літій, Берилій, Бор.

4. Одразу за цим глибоким мінімумом слідує максимум, зумовлений підвищеною поширеністю Карбону і Оксигену.

5. Слідом за оксигеновим максимумом йде стрибкоподібне падіння аж до Скандію ${}^{45}_{21}\text{Sc}$ ($Z = 21$, $A = 45$).

6. Спостерігається різке підвищення поширеності елементів в околі Феруму (пік Феруму).

7. Після атомних номерів $Z = 31-32$ зменшення поширеності елементів відбувається повільніше, але на кривій поширеності спостерігаються локальні максимуми. Один, наприклад, в околі таких елементів, як Телур, Ксенон, Барій, інший – в околі Платини і Плюмбума.

8. Спостерігається помітна різниця між поширеністю елементів з парними і непарними значеннями зарядового числа (атомного номера) Z . Як правило, елементи з парним Z є більш поширеними.

9. Низка ядер, а саме так звані «обійдені ядра» – $^{74}_{34}\text{Se}$, $^{78}_{36}\text{Kr}$, $^{96}_{44}\text{Ru}$ та інші, мають поширеність значно меншу, ніж сусідні ядра.

Зокрема, рис. 3 дає уявлення про поширеність деяких хімічних елементів в Сонячній системі (точніше – в атмосфері Сонця, оскільки планети, наприклад, земної групи, мають специфічний хімічний склад, який зумовлений особливостями їх формування поблизу протосонця). Зауважимо, що для сонячної атмосфери досі не визначений вміст таких хімічних елементів, як: Арсен, Селен, Бром, Телур, Йод, Цезій, Талій, Реній, Меркурій, Бісмут.

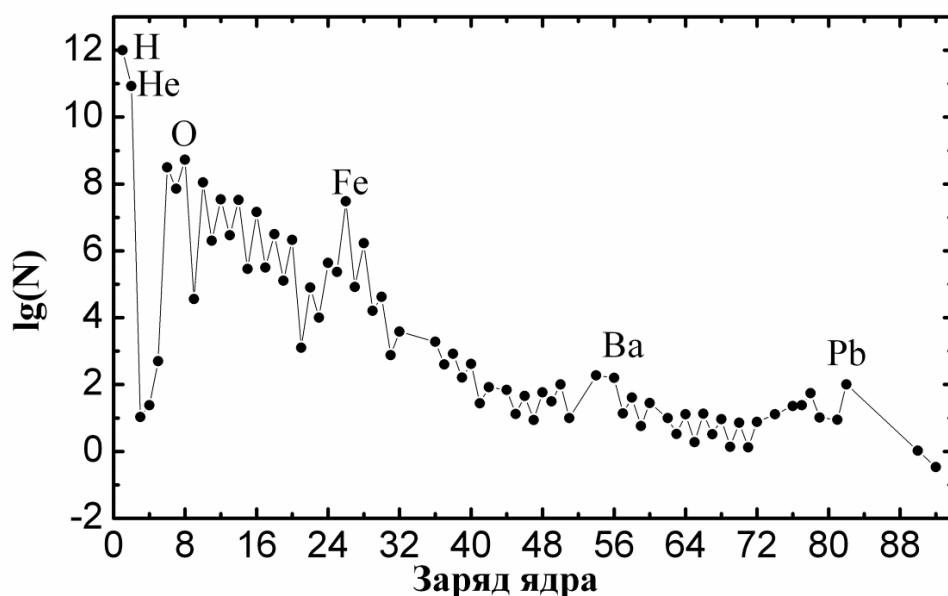


Рис. 3. Поширеність деяких хімічних елементів у Сонячній системі (точніше – в атмосфері Сонця). З метою встановлення шкали поширеності елементів умовно приймається, що вміст найпоширенішого елементу – Гідрогену – в логарифмічній шкалі становить $\lg(\text{H}) = 12,00$. Для знаходження вмісту того чи іншого хімічного елементу використовується метод спектроскопічного аналізу.

Особливості поширеності хімічних елементів мають бути пояснені в теорії їх походження.

Зазначимо*, що сьогодні є загальноприйнятою гіпотезою, згідно

*Зміст наступної частини розділу базується на відповідній інформації, яка надана в підручнику: Андрієвський С.М., Климишин І.А. Курс Загальної Астрономії, 2010.

з якої Великому Вибуху передував екзотичний етап еволюції Всесвіту. Тут йдеться про так звану теорію інфляції, або інфляційну модель. В основі цієї моделі покладено припущення про існування фізичного поля ϕ , частинки якого мають певні властивості. Поле має потенціал $V(\phi)$, густина енергії поля досягає неймовірно великого значення 10^{114} Дж/м³ (еквівалентна масова густина 10^{96} кг/м³). Хоча це значення й велике, але воно не є нескінченним, що припускається в моделі Великому Вибуху.

Перехід поля в стан з меншою енергією є фазовим переходом. Його тривалість, як показує теорія, становить всього 10^{-35} с. За цей час локальне значення потенціалу поля зменшується від первісного дуже великого до нуля. Початковий етап фазового переходу поля займає усього лише 10^{-43} с. Саме протягом цієї короткої миті і відбувається народження фізичного простору і часу Всесвіту.

Проміжок часу $t_{Pl} = 5,4 \cdot 10^{-44}$ с (чи приблизно 10^{-43} с) прийнято називати «квантом часу». Вперше це поняття було введено у фізику внаслідок використання комбінації світових сталих – гравітаційної сталої, швидкості світла і сталої Планка. Одна з таких комбінацій з розмірністю часу і визначає квант часу t_{Pl} , який ще називають планківським часом. Крім цього, в теорію введено планківську довжину l_{Pl} , планківську масу m_{Pl} і планківську густину ρ_{Pl} . Формули, за якими обчислюють ці величини, мають вигляд:

$$\begin{aligned}
 l_{Pl} &= \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} \approx 1,6 \cdot 10^{-35} \text{ м}, \\
 t_{Pl} &= \frac{l_{Pl}}{c} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} \approx 5,4 \cdot 10^{-44} \text{ с}, \\
 m_{Pl} &= \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 2,2 \cdot 10^{-8} \text{ кг}, \\
 \rho_{Pl} &\approx \frac{m_{Pl}}{l_{Pl}^3} = c^5 / G^2 \hbar \approx 5 \cdot 10^{96} \text{ кг/м}^3.
 \end{aligned}
 \tag{2.7}$$

Їхній зміст такий: розмір і маса причинно зв'язаної області в народженому Всесвіті дорівнюють відповідно планківській довжині і планківській масі. Для будь-якого спостерігача причинно зв'язана область – це сферичний об'єм з центром у точці спостереження і радіусом, який дорівнює $c \cdot t$ (c – швидкість світла, t – час існування Всесвіту). Для спостерігача відстань $c \cdot t$ визначає положення горизонту подій, тобто це є максимальна відстань у певний момент часу, з якої можна одержувати світлову інформацію. Відтак, наприклад, для земного спостерігача сьогоднішня причинно зв'язана область – це спостережувана частина Всесвіту, розмір якої становить приблизно 10^{26} м. Густина енергії, що укладалася в причинно зв'язаній області на момент народження Всесвіту, сягала значення

$$\rho = \frac{m_{\text{Pl}} c^2}{4\pi l_{\text{Pl}}^3 / 3} \approx 10^{114} \text{ Дж/м}^3 \text{ (відповідна цьому планківська температура}$$

$$T_{\text{Pl}} = \sqrt[4]{\varepsilon/a} \approx 10^{32} \text{ К; } a \text{ – стала Стефана).}$$

Проміжок часу, протягом якого відбувається народження Всесвіту, називається планківською ерою. Може виникнути закономірне питання: чому за такої фантастичної густини енергії сила гравітації миттєво не перетворює народжений Всесвіт у чорну діру? Відповідь на це питання полягає в незвичайних властивостях поля, фазовий перехід якого і дає початок Всесвіту. Одна з характеристик такого поля – його від'ємний тиск. Саме цей тиск діє як сила антигравітації, що перешкоджає гравітаційному колапсу тільки-но народженого Всесвіту. Детальне дослідження особливостей поведінки поля ϕ під час фазового переходу показує, що розміри народженого Всесвіту з часом швидко зростають за експоненціальним законом. Процес неймовірного «роздування» Всесвіту зветься космологічною інфляцією.

Наприкінці інфляційного періоду, тобто через 10^{-35} с після народження Всесвіту, потенціал поля ϕ наближається до нульового значення $V(\phi) = 0$, але поле, досягнувши такого значення потенціалу, починає робити загасаючі коливання поблизу цього значення подібно до маятника, виведеного з положення рівноваги, що не зупиняється

раптово в найнижчій точці своєї траєкторії, а робить коливання доти, поки сила тертя не зупинить його рух. Щось подібне відбувається і з полем ϕ наприкінці інфляційного періоду. Коливаючись поблизу значення потенціалу $V(\phi) = 0$, поле втрачає енергію. Енергія, що втрачається ним, йде на народження частинок, античастинок і випромінювання. Відбувається так званий вторинний розігрів Всесвіту. Як наслідок цього, наприкінці інфляційного періоду майже «порожній» Всесвіт наповнюється речовиною і випромінюванням, після чого його еволюція проходить за тим сценарієм, вже відомим як Великий Вибух. Первинний нуклеосинтез в момент Великого Вибуху і був розглянутий вище в цьому розділі.

Цікаво відмітити, що автором моделі гарячого Всесвіту (спільно з двома своїми учнями) був Георгій Гамов, фізик-теоретик, який народився в Одесі на початку 20-го століття. Він правильно передбачив розширення Всесвіту і остигання його речовини з часом, що згодом повністю підтвердилось відкриттям мікрохвильового реліктового випромінювання. Поряд з цим Гамов вважав, що в гарячому Всесвіті шляхом поступового захоплення нейтронів сформувалися ядра всіх хімічних елементів. Згодом він відмовився від цього припущення. Вже знаємо, що у Великому Вибуху в основному були синтезовані Гідроген і Гелій. Джерелом більш важких елементів є, як правило, зорі.

Контрольні запитання

1. Чому у розподілі Гіббса фігурує експонента?
2. Чому первинний нуклеосинтез зупинився на Гелії?
3. Як пояснити існуючу кількість Гелію у Всесвіті?
4. Назвіть особливості поширеності хімічних елементів у Сонячній системі.
5. Основні планківські величини – масу, довжину і час – можна отримати методом аналізу розмірностей. Як інакше можна отримати планківську довжину і час?

6. Який зміст мають планківські величини?
7. У чому полягають незвичайні властивості поля, фазовий перехід якого дає початок Всесвіту?
8. Що таке космологічна інфляція?

РОЗДІЛ 3

ШЛЯХИ ЕВОЛЮЦІЇ ЗІР РІЗНИХ МАС*.

3.1. Діаграма Герцшпрунга–Рассела

Близько ста років тому досить точні відстані було визначено для кількох зір. Як знаємо, за відомої відстані і ефективної температури можна обчислити *світність* зорі. На початку ХХ ст. Е. Герцшпрунг і Г. Рассел провели статистичний аналіз для зір з відомою температурою і світністю, що дало змогу побудувати так звану діаграму «спектральний клас–світність», або «колір–абсолютна зоряна величина» (тут спектральний клас, або колір відповідають ефективній температурі зорі, а абсолютна зоряна величина визначається світністю). Згодом таку діаграму почали називати діаграмою Герцшпрунга–Рассела.

Якби між світностями зір та їхніми спектральними класами не було ніякої залежності, то зорі заповнювали б поле діаграми рівномірно. Насправді ж вони утворюють на ній кілька угруповань – послідовностей.

Як приклад розглянемо діаграму Герцшпрунга–Рассела, зображену на рис. 4. Як бачимо, переважна більшість зір зосереджена уздовж вузької смуги, яка перетинає поле діаграми від лівого верхнього кута до правого нижнього. Цю смугу називають *головною послідовністю*. Всі зорі, які мають температури і світності, що відповідають положенню на головній послідовності, називають *нормальними карликами* класу світності V (клас світності вказують після спектрального класу зорі). Наприклад, наше Сонце – зоря класу G2V.

*Значною мірою зміст цього розділу базується на відповідній інформації, яка надана в підручнику: Андрієвський С.М., Кузьменков С.Г., Захожай В.А., Климишин І.А. Загальна Астрономія, 2019.

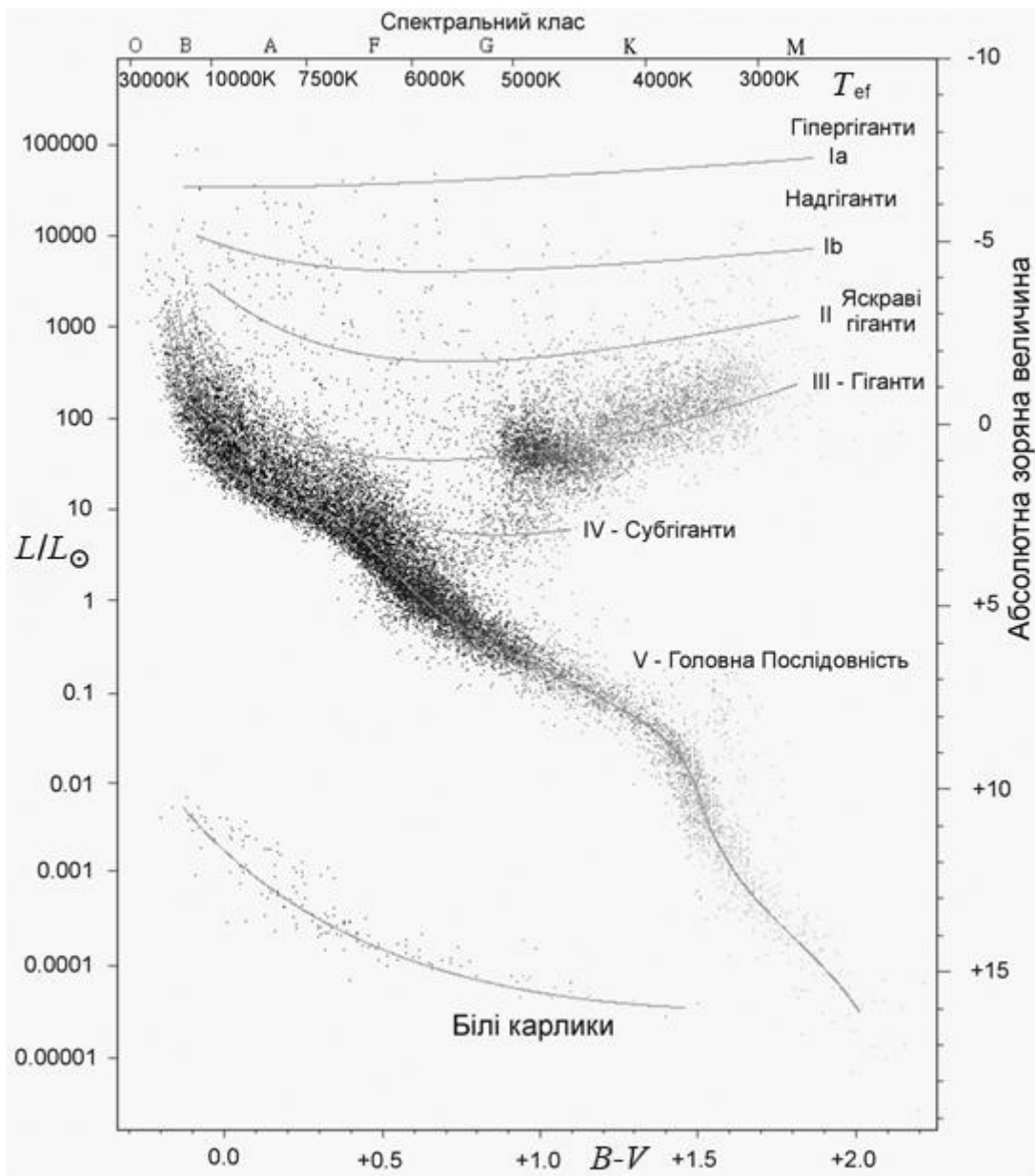


Рис. 4. Діаграма Герцшпрунга–Рассела для певної вибірки зір ($B - V$ – так званий показник кольору у фотометричній системі UBV , за домовленістю для зір чисто білого кольору $B - V = 0$)

Перебування зорі на головній послідовності триває до того часу, поки в її надрах не вичерпається протонне ядерне паливо (див. розділ 4). Точніше, поки в центрі зорі не утвориться гелієве ядро (де за концентрацією домінують α -частинки) з масою 10–20% маси Сонця. Час, за який зоря досягає еволюційної межі Шенберга–Чандрасекара (тобто час перебування на головній послідовності), можна оцінити за формулою:

$$t_{\text{ГП}} \propto \frac{M}{L} \approx 10^{10} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{2,5} \text{ років.} \quad (3.1)$$

Тут враховано, що світність зорі (в середній частині головної послідовності) відповідно $L \propto M^{3,5}$, і що запаси термоядерної енергії пропорційні повній масі зорі. Як видно з цього співвідношення, зоря спектрального класу В0, що має масу близько $M = 20 M_{\odot}$, перебуває на головній послідовності менше 10 млн років, зоря типу Сонця (за $M = 1 M_{\odot}$) – упродовж 10 млрд років, а червоний карлик з масою $M = 0,5 M_{\odot}$ – близько 100 млрд років.

З поступовим зменшенням вмісту іонізованого Гідрогену в ядрі зорі коефіцієнт непрозорості речовини ядра теж зменшується, а середня відносна молекулярна маса – збільшується. Це призводить до безперервної перебудови зорі і, починаючи з певного моменту, така перебудова супроводжується стисканням ядра. Зоря на діаграмі «ефективна температура–світність» переміщується праворуч від головної послідовності у напрямку пізніших спектральних класів. Загальна картина подальшої еволюції зорі після головної послідовності – найбільш тривалої стадії її існування – істотно залежить від величини її маси і початкового хімічного складу.

Частина потенціальної енергії зоряного ядра, яке перебуває у фазі гравітаційного стискання, переходить у теплоту, то ж температура в ядрі зростає. Вона також зростає і у шарі, який безпосередньо оточує зоряне ядро. У разі досягнення критичного значення температури вже тут починається перебіг реакцій синтезу ядер Гелію з протонів. Оскільки протони у згаданому шарі поступово переробляються у α -частинки, то маса гелієвого ядра зорі безперервно зростає. Це призводить до локального збільшення сили тяжіння, подальшого стискання ядра та додаткового зростання температури в ньому. Тривалість описаного вище процесу дуже коротка – всього близько 1% від тривалості попередньої еволюційної стадії головної послідовності. Енергія, що виділяється в надрах зорі за такий

достатньо короткий час, не встигає ефективно відводитись назовні за рахунок випромінювання фотонів, тому виникають окремі конвективні елементи, і надто швидко вирішальним механізмом перенесення енергії стає конвекція. Оболонка зорі розширюється до розмірів $10\text{--}100 R_{\odot}$, тобто набагато більших за початковий радіус зорі. Під час розширення оболонки світність досить масивної зорі залишається майже незмінною (гілки гігантів і надгігантів на діаграмі Герцшпрунга–Рассела розташовані майже паралельно осі ефективної температури), а поверхнева температура знижується до $3000\text{--}4000$ К. Відтак, внаслідок змін, що відбуваються після вичерпання запасів протонного палива у зоряному ядрі, зоря стає червоним гігантом або надгігантом. Зоря, яка має хімічний склад, подібний до сонячного, перебуває у стадії гіганта протягом часу, що становить приблизно 10% від часу її перебування на головній послідовності.

Увесь еволюційний шлях зорі істотно залежить від її маси. Маса є ключовою характеристикою, що визначає характер, тривалість і послідовність змін, які відбуваються з зорею від моменту народження до кінцевої стадії її еволюції. Тому доцільно розглянути це питання детальніше.

3.2. Особливості еволюції зір малих мас. Утворення планетарних туманностей і білих карликів

Субзорі з масою, меншою $0,08M_{\odot}$. Температура у центрі протозорі з такою малою масою ніколи не досягає значення $3,2 \cdot 10^6$ К, достатнього для «вмикання» повного протон–протонного циклу термоядерного джерела енергії (див. розділ 4). Об'єкти з такою масою отримали назву *субзорі*, або коричневі карлики. Субзорі – слабкосвітні об'єкти відносно невеликого радіуса з температурою поверхні менше від 2800 К.

На ранніх стадіях еволюції в надрах субзір можуть перебігати термоядерні реакції за участю протонів (за маси $M \geq 0,07M_{\odot}$), ядер Літію (за $M \geq 0,06M_{\odot}$) або Дейтерію (за $M \geq 0,012M_{\odot}$).

Енерговиділення в таких реакціях може протидіяти гравітаційному стисканню. Але в подальшому субзоря не в змозі протистояти силі самогравітації, вона зазнає поступове стискання, втрачаючи за рахунок випромінювання внутрішню теплову енергію. Внаслідок такого стискання електрони поступово переходять у так званий вироджений стан. Тут діє *принцип заборони Паулі*, згідно з яким в одній фазовій комірці простору не може перебувати більше двох ферміонів – частинок, які мають напівцілий спін і підкоряються статистиці Фермі–Дірака. В такому випадку їх спіни мають бути протилежно спрямовані, оскільки два ферміони не можуть перебувати в одному й тому самому квантовому стані. Оскільки електрони – це ферміони, газ електронів під час стискання і переходить у стан виродження. У процесі стискання речовини (зростанні її густини) всі вакантні квантові стани виявляються заповненими, а додаткові електрони не можуть перейти на вже заповнені нижчі енергетичні рівні згідно з принципом Паулі. Імпульс ферміонів і створює тиск виродження. І хоча матерія у виродженому стані все ще має нормальний тепловий тиск, але тиск виродження тут домінує.

Отже, протидія гравітації всередині субзорі збільшується і подальше її стискання припиняється. Саме за таких умов існують такі об'єкти космосу як *білі карлики*. Зауважимо, що з ростом густини речовини у вироджений стан може переходити і газ нейтронів. У такий спосіб утворюються *нейтронні зорі* (див. далі).

Зорі з масою в інтервалі $0,08M_{\odot} < M < 0,5M_{\odot}$. Після формування такої зорі температура в її надрах може досягти значення $3,2 \cdot 10^6 - 10^7$ К. Цього вже достатньо для перебігу термоядерних реакцій повного протон–протонного циклу (див. підрозділ 4.1) . Такі зорі є майже повністю конвективними (як вважається, для зір із масою менше $0,26M_{\odot}$ конвекцією охоплений увесь об'єм зорі); вони не проходять стадію гіганта, а після вичерпування запасів протонного термоядерного палива перетворюються на гелієві білі карлики. Проте час перебування зір з такими масами на головній послідовності

перевищує вік спостережуваного Всесвіту, тому із поодиноких зір гелієві білі карлики утворитися не встигають.

Зорі з масою $0,5M_{\odot} < M < 2,5M_{\odot}$. Центральна температура в них досягає $10^7 - 2 \cdot 10^7$ К, що забезпечує перебіг реакцій протон-протонного циклу. З наближенням маси зорі до однієї маси Сонця в центральних областях утворюються умови і для перебігу CNO-циклу (див. підрозділ 4.2). Наприклад, у Сонці 2% енергії виділяється за рахунок саме CNO-циклу, а за більших мас зір його внесок зростає. Цей факт впливає і на перенесення енергії в надрах зір. В центральних областях зір з масою $M \leq 1,5M_{\odot}$ перенесення енергії відбувається за рахунок променевої теплопровідності, яку у верхніх шарах замінює конвекція. У зір з $M > 1,5M_{\odot}$ зростання ролі CNO-циклу веде до того, що в їх ядрах розвивається конвекція (енергії виділяється так багато, що променева теплопровідність не спроможна всю її переносити, і тому додається конвекція), а в зовнішній оболонці перенесення енергії здійснюється променевою теплопровідністю завдяки низькій непрозорості зоряної речовини (через високу температуру та майже повну іонізацію).

Еволюційний трек зорі малої маси показаний на рис. 5. Розглянемо цей рисунок детальніше.

Початок еволюційного треку відповідає положенню зорі з масою, яка дорівнює 1 масі Сонця на головній послідовності. Етапи еволюції наступні. I – вичерпання запасів гідрогенового термоядерного палива (див. підрозділ 4.1) і відхід зорі від головної послідовності. II – стискання і розігрів зоряного ядра, яке складається переважно з ядер Гелію. III – загоряння гідрогенового термоядерного палива у шарі, що оточує зоряне ядро (на цьому етапі зоря перетворюється на червоний гігант). Після досягнення критичної температури і густини в зоряному ядрі на вершині гілки гігантів розпочинаються реакції об'єднання α -частинок з утворенням ядер Карбону (про це йтиметься в підрозділі 5.1). Реакції перебігають у формі вибуху (так званий «гелієвий спалах»), який відбувається наприкінці третього етапу. Вибухове загоряння гелієвого палива відбувається завдяки тому, що

речовина ядра зорі малої маси перебуває у виродженому стані (йдеться про електронну складову речовини зоряного ядра). У міру того, як все більше і більше синтезованих ядер Гелію додається до зоряного ядра з шару, який оточує ядро і де проходять реакції за участю протонів, його маса зростає, а також зростає і його температура. Це відбувається до того часу, поки за високої температури не буде зняте виродження в плазмі ядра і почнеться вибухове «горіння».

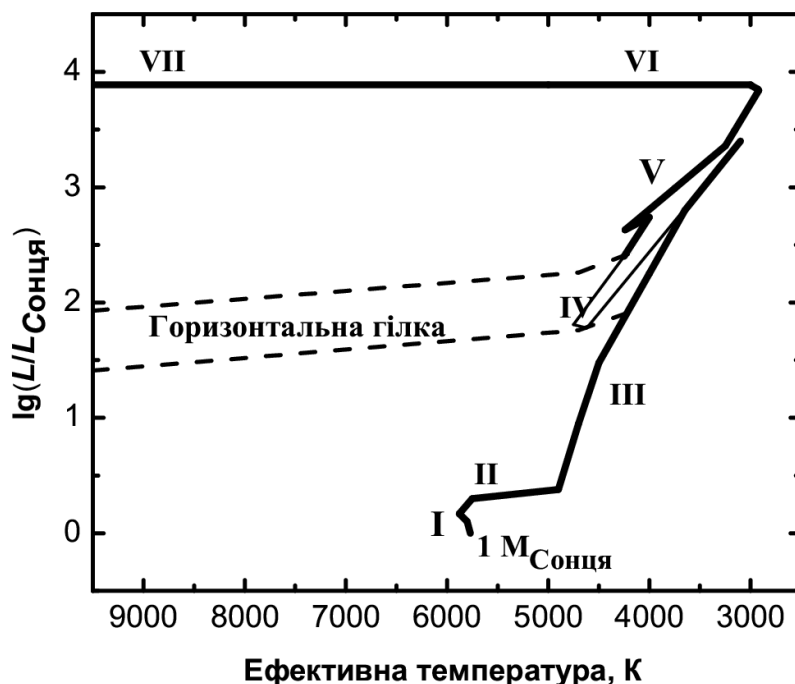


Рис. 5. Еволюційний трек маломасивної зорі з хімічним складом, подібним до того, який має Сонце, на діаграмі Герцшпрунга–Рассела (діаграмі «ефективна температура – світність»)

Досить швидкий процес (показаний тонкою лінією) призводить до утворення так званих *кламп-гігантів* (від. англ. *clump* – ізольоване угруповання) – IV. Далі еволюція відбувається вздовж *асимптотичної гілки гігантів* – V. Тут зоря має інертне карбонове ядро, а гелієве термоядерне паливо «горить» у шарі, який його оточує. Важливо зазначити, що у надрах зорі на асимптотичній гілці гігантів збуджуються так звані *термічні імпульси*, які відіграють важливу роль у синтезі важких атомних ядер. Про це йтиметься у

підрозділі 6.1. Фаза після асимптотичної гілки гігантів – VI. На етапі VII зоря починає втрачати розширену оболонку і перетворюється на *планетарну туманність*, в центрі якої перебуває компактний вироджений об'єкт – білий карлик. Білий карлик, втрачаючи запаси внутрішньої енергії разом із випромінюванням, поступово охолоне і згодом фактично перетвориться на чорний карлик.

Фазу кламп-гігантів проходять зорі, в яких вміст елементів важчих за Гелій, є схожим з тим, що має Сонце. Такий хімічний склад є притаманним зорям *I типу населення*. Зорі, в яких хімічних елементів, важчих за Гелій, менше, ніж у зір I-го типу населення, належать до так званого зоряного населення *II-го типу*, і їх еволюційні треки у межах діаграми Герцшпрунга–Рассела дещо відрізняються. Після «гелієвого спалаху» на вершині гілки гігантів (III) ядро зорі розширюється, температура його зменшується і «горіння» Гідрогену в шарі, що оточує ядро, уповільнюється. Відтак загальне «виробництво» енергії зменшується, внаслідок чого оболонка зорі починає стискатись, зоря в цілому зменшує свої розміри, а температура її поверхні зростає. Зоря переміщується в межах горизонтальної гілки, а після цієї фази вона також проходить еволюційну стадію на асимптотичній гілці гігантів.

3.3. Еволюція зір помірної маси і масивних зір. Наднові зорі. Утворення нейтронних зір та чорних дір

Зорі з масою в інтервалі $2,5M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$. До цього інтервалу належать зорі помірних мас. Одразу ж після формування зорі такої маси, температура в її центрі зростає до $2 \cdot 10^7$ К і вище, що забезпечує перебіг CNO-циклу термоядерного «горіння» ядер Гідрогену (див. підрозділ 4.2); він і є основним джерелом енергії в усіх зорях, маса яких перевищує півтори маси Сонця. Упродовж кількох десятків мільйонів років запаси гідрогенового палива в зоні термоядерних реакцій вичерпуються. Зоря поступово відходить від головної послідовності (етап I для зорі з масою 5 сонячних мас на рис. 6).

Практично всі ядра Гідрогену вже перероблені на α -частинки, але для подальших реакцій за участю останніх температура ще недостатня. Тому зоряне ядро стискається, суттєво розігриваючись. У вироджений стан (йдеться про електронну складову) воно не переходить. У нагрітих до високої температури шарах, які оточують зоряне ядро, починаються реакції перетворення ядер Гідрогену у α -частинки. Надлишкова енергія, що надходить до оболонки зорі, спричиняє істотне збільшення її радіуса та охолодження поверхні. Зоря швидко перетворюється на червоного гіганта (етап II).

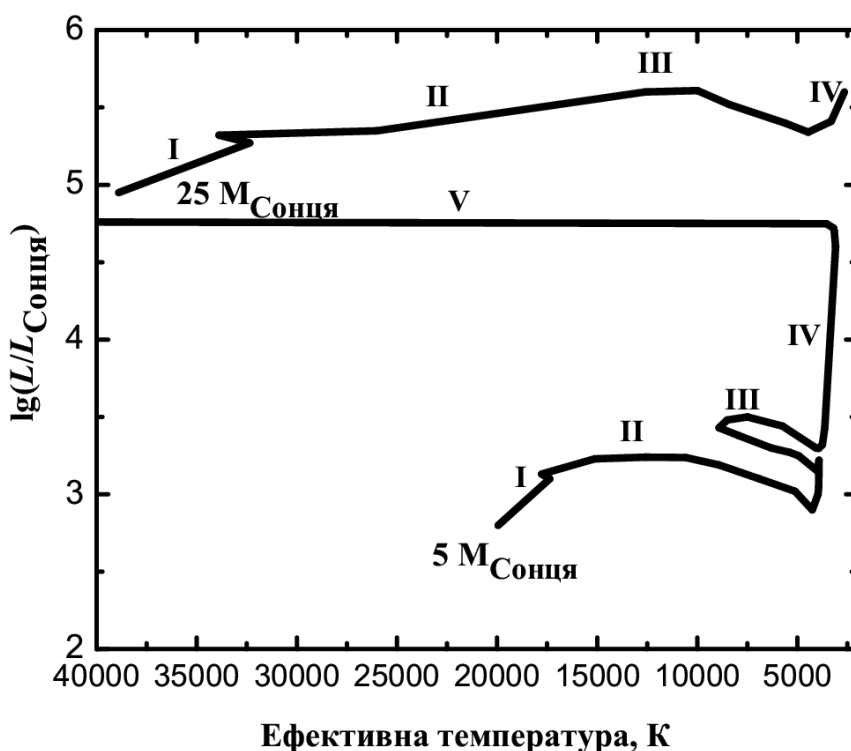


Рис. 6. Діаграма Герцшпрунга – Рассела і еволюційний трек для зорі помірної маси (5 сонячних мас) і масивної зорі (25 сонячних мас) з хімічним складом, подібним до того, який має Сонце

Зростання температури в ядрі, яке безперервно стискається, до 10^8 К в решті-решт призводить до перебігу реакцій за участю ядер Гелію (підрозділ 5.1). Загоряння гелієвого палива в надрах досить масивних зір відбувається в спокійному режимі, а не в формі «гелієвого спалаху». Як вже було сказано, причина полягає в тому, що електронна складова ядра масивної зорі не є виродженою.

Стискання ядра зорі припиняється і навіть змінюється на деяке збільшення його розмірів. Оболонка зорі відгукується на цей процес зменшенням радіусу і зростанням поверхневої температури. Отже, на діаграмі «ефективна температура–світність» зоря відносно гілки червоних надгігантів зміщується ліворуч (перша частина етапу III). З вичерпуванням ядер Гелію у зоряних надрах та збільшенням концентрації синтезованих ядер Карбону – продукту потрійної α -реакції (а також Оксигену – за рахунок реакцій між ядрами Карбону і α -частинками), зона «горіння» переміщується далі від центра зорі до поверхні. Після того, як запаси ядер Гелію в зоряних надрах остаточно вичерпуються, ядро зорі, позбавлене термоядерного джерела енергії, втрачає стійкість і знову починає стискатися, що супроводжується повторним формуванням усередині зорі протяжної конвективної зони. Зоря знову пересувається праворуч у зону червоних надгігантів (втора частина етапу III), описуючи тим самим на діаграмі Герцшпрунга–Рассела петлю. Таке петлеподібне переміщення властиве для зір з масою $3\text{--}10M_{\odot}$. В моменти перебудови структури оболонки зоря стає динамічно нестійкою. В її оболонці збуджуються і підтримуються пульсації, тобто зоря стає *пульсуючою змінною*.

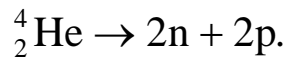
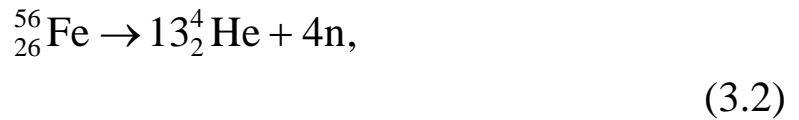
Шарові джерела виділення енергії, що розташовані близько до поверхні зорі, спричиняють зростання її світності (етап IV). Наприкінці цього етапу зоря належить до асимптотичної гілки гігантів.

Подальша еволюція зорі залежить від багатьох чинників, зокрема, від маси зорі і темпу втрати маси з поверхні під дією зоряного вітру. Якщо зоря, скидаючи оболонку, втратить більшу частину своєї маси, то останню можна спостерігати як планетарну туманність з карбоно-оксигеновим білим карликом у центрі (етап V).

Зорі з масою $M > 8M_{\odot}$. Після вичерпування запасів гідрогенового палива у зоряному ядрі, зоря починає відхід від головної послідовності (рис. 6, верхній трек, етап I). Стискання ядра і зростання температури його речовини супроводжується розширенням

зоряної оболонки, її охолодженням і зміщенням зорі на діаграмі праворуч у зону менших температур (етап II). Після досягнення необхідної температури в ядрі, яке складається переважно з α -частинок, починається перебіг реакцій синтезу ядер Карбону і Оксигену (етап III). За більш високої температури ядра Карбону починають реагувати між собою (підрозділ 5.3). Перебігають і інші термоядерні реакції за участю більш масивних атомних ядер. Термоядерне ж «горіння» ядер Карбону і Оксигену зміщується далі від центра, в ті шари, де є необхідна кількість цього палива. Зона термоядерних реакцій за участю ядер Гелію та Гідрогену також зміщується далі від центра і ближче до зоряної поверхні. Структура зорі нагадує цибулину, де кожний шар виробляє енергію за рахунок певних термоядерних реакцій – чим ближче до центра зорі, тим ймовірнішими є реакції між ядрами з більшим електричним зарядом. Послідовність розташування шарів від поверхні до центру наступна: ближче до поверхні є шар, де домінують протони, глибше – α -частинки, ще ближче до центру – ядра Карбону, потім Оксигену, Неону і, нарешті, Силіцію. Перебіг реакцій між ядрами Гелію, Оксигену, Неону, Магнію, Силіцію і Сульфурі в решті-решт веде до синтезу ядер Феруму в центральній частині зорі (детальніше такі реакції описано в розділі 5), а також ядер хімічних елементів, близьких до Феруму (від Хрому до Ніколу). Еволюція масивної зорі відбувається швидко, і такі реакції передують вибуху зорі як *наднової*.

Як знаємо, самі ядра Феруму участі в термоядерних реакціях не беруть. З їх накопиченням в зоряному ядрі останнє втрачає стабільність і починає стискатися. Коли температура перевищить 10^9 К, високоенергійні γ -кванти, що народжуються в такій гарячій плазмі, зіштовхуючись із ядрами Феруму, руйнують їх. Цей процес, як вже знаємо, називають фотодезінтеграцією (фоторозщеплення), і схематично він виглядає так:



Ці реакції їдуть з поглинанням значної кількості енергії. Вільні протони взаємодіють з ультрарелятивістськими електронами в плазмі зоряних надр з утворенням нейтронів і нейтрино. Як наслідок перебігу цих реакцій, в плазмі виникає велика кількість вільних нейтронів. Відбувається так звана *нейтронізація зоряної речовини*. Нейтрино, які народжується під час процесу нейтронізації, виносять енергію поза межі зоряного ядра, чим істотно охолоджують його. За температур, більших від $3 \cdot 10^8$ К, значна кількість нейтрино й антинейтрино утворюється також внаслідок розсіювання гамма-квантів на вільних електронах e^- за схемою $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \nu_e + \tilde{\nu}_e$, а також під час вільних переходів електронів у полі атомних ядер із зарядом Z за схемою $Z + e^- \rightarrow Z + e^- + \nu_e + \tilde{\nu}_e$ і т. д.

Нейтринне охолодження веде до прогресуючої втрати стійкості ядра зорі. Зовнішні шари зорі буквально завалюються на її ядро, що втратило механічну рівновагу. За частки секунди ядро стискається до відносно малих розмірів (його радіус тепер становить усього близько 10 км, маса ж, що міститься в такому невеликому об'ємі, перевищує масу Сонця). Це катастрофічне стискання ядра має назву *гравітаційний колапс*. Густина зоряного ядра, яке на момент колапсу майже повністю складається із виродженого нейтронного газу, сягає 10^{15} кг/м³ (а після закінчення формування нейтронної зорі густина сягає 10^{17} – 10^{18} кг/м³). І саме за такої густини тиск у зоряному ядрі здатний протистояти силі гравітації. Колапс ядра миттєво припиняється, а речовина зовнішніх шарів зорі, яка все ще падає на ядро, зіштовхуючись з ним, різко гальмується і сильно розігрівається. Тут починається вибухова термоядерна реакція. В результаті зіткнення газу оболонки з неймовірно твердим нейтронним ядром зорі утворюється потужна ударна хвиля, яка з прискоренням

рухається назовні. Саме спільна дія ударної хвилі та термоядерного вибуху призводить до скидання зоряної оболонки у міжзоряний простір зі швидкістю 5000–10 000 км/с. На місці колись масивної зорі залишається дуже компактна нейтронна зоря і оболонка, яка розлітається у міжзоряний простір. Описане явище є спалахом *наднової II типу* (SN II). Треба зауважити, що завдяки потужній ударній хвилі, яка нагріває речовину зорі до високої температури, тут відбуваються реакції нуклеосинтезу, який носить назву *вибуховий нуклеосинтез*.

Якщо маса ядра зорі наприкінці її життя перевищує $2-3M_{\odot}$ (границя Оппенгеймера–Волкова), його колапс не буде зупинений тиском виродженого нейтронного газу. І тоді в результаті падіння речовини ядра за межу сфери з радіусом, що дорівнює гравітаційному, утворюється *чорна діра*.

Сьогодні вважають, що кінцевий етап еволюції масивних зір – це наднові типів SN II і SN Ib/c.

На відміну від масивних зір (маса перевищує 8 мас Сонця), які закінчують еволюцію колапсом ядра і вибухом наднової II типу, *наднові I типу* (SN Ia) являють собою феномен вибуху білого карлика з масою близько до *чандрасекарівської межі* ($\approx 1,4$ маси Сонця). Тригерним механізмом тут виступає акреція речовини на білий карлик з боку зорі-компаньона у подвійній системі. Термоядерні реакції злиття ядер Карбону і Оксигену, і пов'язане з ними виділення великої кількості енергії, повністю руйнують білий карлик.

Сьогодні вважається, що феномен наднової I типу може також виникати внаслідок злиття двох білих карликів, які спочатку утворювали подвійну зоряну систему, а згодом обертальний момент системи був втрачений, що призвело до катастрофічного зближення компаньйонів.

Хоча сам спалах наднової явище короткочасне, у цей момент перебігають надзвичайно важливі реакції синтезу важких хімічних елементів, без чого природа була б сильно збіднена. Зокрема, йдеться про синтез елементів, важчих за Ферум, Кобальт і Нікол. Вони

утворюються внаслідок взаємодій ядер останніх з вільними нейтронами (див. розділ 6).

Контрольні запитання

1. Який сенс має діаграма Герцшпрунга–Рассела?
3. Чим відрізняються зорі головної послідовності від інших зір?
3. Який фізичний параметр зорі визначає її «долю»?
4. Чому існує нижня межа для маси зорі?
5. Чим принципово субзорі відрізняються від звичайних зір?
6. Що означає «вироджений стан» зоряної речовини?
7. Яким чином вироджений стан забезпечує механічну рівновагу зорі?
8. Чи існують гелієві білі карлики?
9. У чому причина «гелієвих спалахів»?
10. Для зір якої маси CNO-цикл стає основним джерелом енергії?
11. Як закінчують своє «життя» зорі великих мас (більше 8 мас Сонця)?

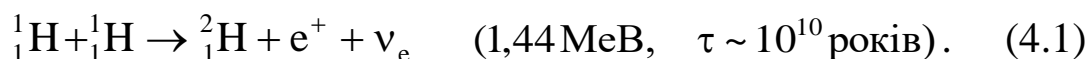
РОЗДІЛ 4

ТЕРМОЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ НА ГОЛОВНІЙ ПОСЛІДОВНОСТІ

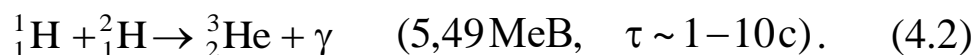
В цьому розділі буде розглянуто термоядерні реакції, які є основним джерелом енерговиділення в зорях головної послідовності. Деякі з цих реакцій безумовно можуть перебігати в зорях також і на більш пізніших етапах їх еволюції. Наприклад, в надрах червоних гігантів, зорях асимптотичної гілки гігантів та ін.

4.1. Протон-протонний цикл

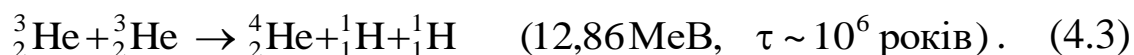
Надзвичайно ефективно джерело термоядерної енергії бере початок з реакції злиття ядер Гідрогену:



В дужках тут і далі для перших двох циклів наведені сучасні значення енергетичного виходу реакцій і характерний час їх перебігу. Утворене ядро Дейтерію досить швидко захоплює вільний протон. Як наслідок, утворюється ядро легкого ізотопу Гелію і енергійний γ -квант:



Ядро ізотопу Гелію може реагувати з собі подібним ядром (це відбувається у 69% випадків):



Відтак у цьому ланцюжку реакцій чотири протони «перетворюються» на одну α -частинку – ядро Гелію ${}^4_2\text{He}$. У 31%

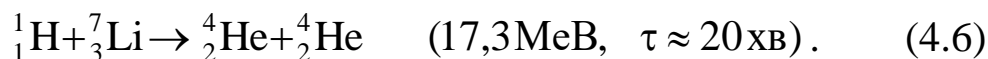
випадків ядро ізотопу Гелію ${}^3_2\text{He}$ реагує з ядром Гелію ${}^4_2\text{He}$ за схемою:



У переважній більшості випадків (99,7%) ядро Берилію захоплює вільний електрон з утворенням ядра Літію:



яке реагує з протоном, утворюючи при цьому дві α -частинки:



Дуже рідкісне (ймовірність 0,3%) відгалуження реакції за участю ядра Берилію має наступний вигляд:



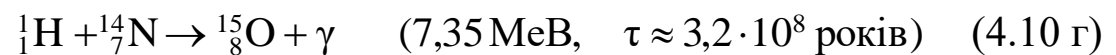
У цьому ланцюжку утворюється ядро Берилію у збудженому стані (позначено зірочкою), яке швидко розвалюється на дві α -частинки. Відтак, як і в попередньому випадку, чотири протони зникають, утворюючи ядро атома Гелію.

Наведені вище реакції об'єднуються назвою *pp-цикл* (протон-протонний цикл) термоядерного «горіння» Гідрогену.

4.2. CNO-цикл

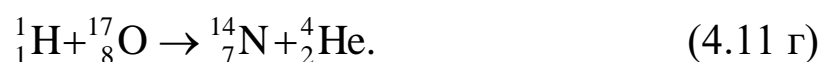
Існує й інший цикл термоядерного «горіння» Гідрогену – за участю ядер-каталізаторів. Він відбувається за більш високих

температур. Як каталізатор тут, зокрема, можуть виступати ядра Карбону $^{12}_6\text{C}$:



У цьому ланцюжку реакцій також 4 протони «згоріли» з виникненням однієї α -частинки. У першій реакції ядро Карбону вступає у взаємодію з протоном, а в результаті останньої реакції воно відновлюється (тому реакції можуть розглядатися, як *каталітичні*). Цикл перетворення ядер Гідрогену за участю ядер Карбону, Нітрогену і Оксигену зветься *CNO-циклом*.

Інколи можуть виникати відгалуження від вищенаведених проміжних реакцій, які призводять до формування таких ізотопів, як ^{16}O , ^{17}O , ^{17}F , ^{18}F . Наприклад:



У деяких випадках остання реакція веде не до формування стабільного ядра Нітрогену, а утворюється ядро ізотопу Фтору:

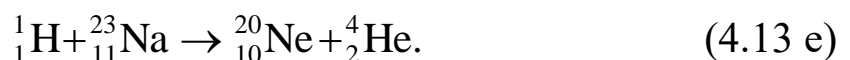
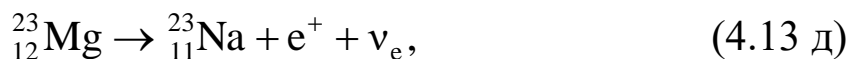


Слід зауважити, що реакції pp- і CNO- циклів відбуваються у надрах зір, які перебувають на головній послідовності діаграми Герцшпрунга–Рассела. Причому, найбільше енерговиділення у зорях досить малих мас (зокрема в нашому Сонці) дає pp-цикл. У зорях з масою більше 1,2–1,5 мас Сонця температура в центрі досягає десятків млн кельвінів, а в енерговиділенні домінує CNO-цикл. Природно, що для перебігу реакцій цього циклу потрібна наявність у плазмі ядер Карбону, Нітрогену, Оксигену.

4.3. «Гарячі» цикли за участю ядер Гідрогену

За температур плазми зоряних надр вищих від 200 млн К починають діяти більш *гарячі цикли* «горіння» Гідрогену. Серед них є такі: NeNa (неоново-натрієвий) і MgAl (магнієво-алюмінієвий) цикли. Для перебігу реакцій цих циклів потрібні більш високі температури середовища, оскільки тут у взаємодію вступають частинки з досить великим зарядом, а, отже, висота кулонівського бар'єру є вищою за ту, яка має місце в раніше розглянутих реакціях. Для його подолання потрібна більша кінетична енергія частинок, а відтак – вища температура у зоні реакцій (про це йтиметься у наступному підрозділі).

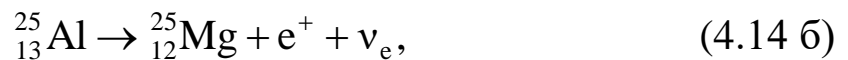
Ланцюжок реакцій повного NeNa-циклу має наступний вигляд:



Реакція починається із взаємодії протона зі стабільним ядром Неону. Наступні реакції дають ядра ізотопів Неону, Натрію і Магнію.

Результатом є утворення однієї α -частинки, на що витрачаються чотири протони. Тут, як і в CNO-циклі, стабільне ядро Неону відновлюється після перебігу реакцій, а тому цей цикл можна також вважати каталітичним.

Ще один повний цикл починається із взаємодії між ядром Гідрогену і стабільним ядром Магнію:



4.4. Виділення енергії в pp- і CNO- циклах

Для опису темпу виділення енергії в ядерних реакціях використовують наступну формулу:

$$\varepsilon = \frac{P_{12}}{\rho} Q, \quad (4.15)$$

де P_{12} швидкість, з якою відбувається реакція взаємодії між частинками 1-го та 2-го видів (вимірюється кількістю реакцій в одиниці об'єму за одиницю часу). Q – кількість енергії, що виділяється в реакції, а ρ – густина середовища. Розмірність темпу (швидкості) енерговиділення є Дж/(с·кг). Швидкість, з якою відбуваються реакції між частинками двох видів з концентраціями n_1 і n_2 відповідно, визначається так:

$$P_{12} = \frac{n_1 n_2}{1 + \delta_{12}} \langle \sigma v \rangle, \quad (4.16)$$

де σ і v позначають переріз реакції взаємодії і відносну швидкість частинок, які реагують. Для взаємодіючих частинок одного виду (див., наприклад, першу реакцію рр-циклу) величина δ_{12} дорівнює 1 (оскільки $n_1 = n_2$), а для частинок різних видів $\delta_{12} = 0$.

Слід зазначити, що за температур, властивих для зоряних надр, кінетичної енергії навіть двох окремих протонів (мінімальний позитивний заряд) не вистачає, щоб подолати кулонівський бар'єр і зблизитися на відстань, достатню для початку реакції. Зі збільшенням кінетичної енергії ймовірність подолання бар'єру зростає експоненціально. Тут вирішальну роль відіграє суто квантово-механічний ефект, який зветься *тунельним ефектом* (інакше – підбар'єрним переходом). Завдяки цьому ефекту частинки можуть вступити в реакцію навіть якщо значення їх кінетичної енергії є меншою за висоту кулонівського бар'єру. Ймовірність підбар'єрного переходу залежить від хвильової функції частинки, яка має кінетичну енергію E і долає потенціальний бар'єр висотою U в енергетичній шкалі. Густина ймовірності визначається квадратом хвильової функції і є пропорційною вказаним енергетичним характеристикам, а також зведеній масі m реагуючих частинок і радіусу дії ядерних сил r_0 . Тобто:

$$|\Psi|^2 \sim \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_r^{r_0} \sqrt{2m(U-E)} dr\right], \quad (4.17)$$

де \hbar – стала Планка.

Природно, що переріз для кожної реакції є свій. Наприклад, існує аналітичний вираз для перерізу реакції взаємодії двох протонів у реакції (4.1) (енергія E дається у 10^3 еВ):

$$\sigma = 4.4 \cdot 10^{-26} \exp\left(\frac{-31,3}{\sqrt{2E}}\right) \text{м}^2, \quad (4.18)$$

Як бачимо, ця величина надзвичайно мала, а, отже, малою буде і швидкість реакції P . Характерний час перебігу цієї реакції (проміжок часу за який кількість протонів, що реагують, зменшиться у $e \approx 2,7$ разів) вражає: він становить майже 10^{10} років! І, хоча ймовірність того, що два протони зможуть прореагувати з утворенням ядра Дейтерію надто мала, все ж таки рр-цикл є основним джерелом енергії у зір сонячного типу, оскільки у зоні термоядерних реакцій міститься величезна кількість протонів. Проста оцінка повної кількості частинок, наприклад для Сонця, дає величину $\sim 10^{57}$. Всі інші реакції ланцюжка рр-циклу проходять досить швидко порівняно з першою. Отже, ця перша реакція і лімітує у часі «вигорання» гідрогенового палива у зоряному ядрі у цьому циклі. Це, до речі, і обумовлює той факт, що приблизний час існування нашого Сонця у відносно спокійній еволюційній фазі (на головній послідовності) загалом становить приблизно 10 млрд років. За цей час буде практично вичерпано запас гідрогенового термоядерного палива у зоні реакцій.

Для CNO-циклу найповільнішою є реакція взаємодії між протоном і ядром стабільного ізотопу Нітрогену (4.10г). Характерний час перебігу цієї реакції становить приблизно 10^8 років. Всі інші реакції, з огляду на цей час, відбуваються досить швидко. Він і визначає приблизний термін життя зорі масивнішої за Сонце на головній послідовності, якщо основне джерело енерговиділення в ній – CNO-цикл. Характерний час «вигорання» гідрогенового палива у «гарячих» циклах, які були розглянуті вище, є ще меншим.

Ще одна характеристика, яка потрібна для визначення темпу енерговиділення ε – це кількість енергії Q , що вивільняється в циклі. Ця сумарна кількість енергії не враховує енергії нейтрино, оскільки нейтрино розглянутих циклів майже не взаємодіють із зоряною речовиною, а, відтак, з виходом нейтрино за межі зорі частина енергії втрачається. Внесок в енерговиділення дають короткохвильові γ -кванти. Отже, сумарне виділення енергії в кожному рр-циклі

становить $Q_{pp} \approx 26$ МеВ. Для CNO-циклу така величина є меншою, і становить $Q_{CNO} \approx 25$ МеВ.

На жаль, не всі реакції pp- і CNO- циклів можуть бути перевірені експериментально. Наприклад, перша реакція pp-цикла відбувається за каналом слабкої взаємодії і перебігає настільки повільно, що її неможливо досліджувати в лабораторних умовах. Щоб знайти ефективні перерізи адронних реакцій, здійснювалась екстраполяція значень, отриманих за високих енергій, в область енергій у декілька кеВ, характерних для надр зір. Більшість відповідних дуже старанних експериментів були виконані в Каліфорнійському технологічному інституті під керівництвом Вільяма Альфреда Фаулера (Нобелівська премія 1983 р.).

Врешті-решт, було встановлено, що для умов в центральних областях Сонця швидкість генерації енергії одиницею маси речовини у випадках pp- та CNO- циклів можна розраховувати за наближеними формулами:

$$\varepsilon_{pp} \approx 10^{-12} \rho X^2 \left(\frac{T}{10^6} \right)^4 \left(\frac{\text{Вт}}{\text{кг}} \right), \quad (4.19)$$

$$\varepsilon_{CNO} \approx 6,6 \cdot 10^{-30} \rho X Z_C \left(\frac{T}{10^6} \right)^{20} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{кг}} \right), \quad (4.20)$$

де ρ – густина речовини, X – частка Гідрогену, Z_C – частка Карбону у складі зорі (Сонця), T – температура зоряних надр.

Маючи ці формули, можна з'ясувати, який цикл реакцій реалізується на Сонці. Покладаючи для центра Сонця $T = 1,55 \cdot 10^7$ К, $\rho = 1,49 \cdot 10^5$ кг/м³, $X = 0,65$ та $Z_C \approx 0,003$, (стандартна модель) матимемо $\varepsilon_{pp} \approx 3,6 \cdot 10^{-3}$ Вт/кг та $\varepsilon_{CNO} \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$ Вт/кг. Як бачимо для самого центра Сонця $\varepsilon_{pp} / \varepsilon_{CNO} = 3$.

Із віддаленням від центру температура безперервно знижується і роль CNO циклу ще сильніше зменшується. Наприклад, на відстані

$r = 0,2R_{\odot}$, де згідно з сучасною моделлю Сонця $T = 9,42 \cdot 10^6 \text{ K}$ та $\rho = 3,53 \cdot 10^4 \text{ кг/м}^3$, матимемо $\varepsilon_{\text{pp}}/\varepsilon_{\text{CNO}} \approx 10^4$.

Виявляється, що по усьому ядру, де відбувається виділення енергії, внесок CNO циклу становить не більше 10%.

Принагідно зазначимо, що для більш гарячих зір, а саме для зір з масою більше $\approx 1,2$ сонячної, CNO цикл є основним джерелом енергії.

Зазначимо також, що обчислені значення ε_{pp} та ε_{CNO} майже на порядок відрізняються від спостережуваного темпу енерговиділення на одиницю маси Сонця, який дорівнює $\varepsilon = L_{\odot}/M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/кг}$. Така відмінність легко пояснюється тим, що термоядерні реакції відбуваються тільки в ядрі Сонця.

Наостанок зауважимо, що ефективність перетворення Гідрогену в Гелій можна визначити як відношення енергії, що виділилась, до енергії спокою речовини, яка брала участь у процесі виділення енергії. Розрахуємо ефективність протон-протонного циклу.

Дефект маси Δm ядра Гелію, що утворюється з чотирьох протонів визначає енергію зв'язку ядра ${}^4_2\text{He}$. Саме ця енергія і виділяється під час синтезу ядра Гелію. Тоді ефективність протон-протонного циклу дорівнює:

$$\eta = \frac{\Delta mc^2}{4m_p c^2} = 1 - \frac{m_{\text{He}}}{4m_p} = 0,007. \quad (4.21)$$

Фактично це означає, що 0,7% маси переходить в енергію, а, відтак, у результаті термоядерних реакцій зорі втрачають масу.

Аналогічно можна розрахувати і ефективність інших перетворень. Як виявилось, термоядерне горіння Гідрогену відрізняється найвищою ефективністю серед перетворень інших хімічних елементів.

Контрольні запитання

1. Чим особлива перша реакція протон-протонного циклу і як це впливає на населеність головної послідовності?
2. Яка необхідна умова перебігу реакцій CNO-циклу?
3. Чому для «гарячих» циклів за участю ядер Гідрогену потрібні надто високі температури?
4. Остаточний вихід енергії в результаті CNO-циклу приблизно на 1 MeV менший, ніж у pp-циклі. Чому це так, адже в обох випадках з чотирьох протонів утворюється ядро атома Гелію?
5. За рахунок чого частинки (протони, ядра) долають кулонівські потенціальні бар'єри під час ядерних реакцій, адже їх кінетичні енергії значно менші за висоту цих бар'єрів?
6. Як можна підтвердити справедливість перебігу наведених реакцій перетворення Гідрогену в Гелій?
7. Чому термоядерне «горіння» Гідрогену – найдовша стадія у житті зорі?

РОЗДІЛ 5

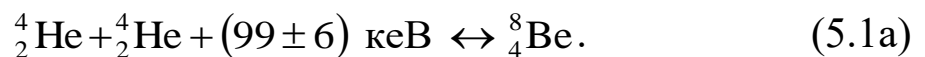
ТЕРМОЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ І НУКЛЕОСИНТЕЗ ПІСЛЯ ГОЛОВНОЇ ПОСЛІДОВНОСТІ

В цьому і наступному розділах буде розглянуто екзо- і ендотермічні реакції, в результаті яких синтезуються ядра ізотопів різних хімічних елементів. Тут йдеться про зорі помірних мас і масивні зорі. Зокрема, для останніх в літературі активно розглядаються еволюційні моделі, які описують фінальну стадію життя зорі, зокрема такі, як вибух наднової I і II типу. Нуклеосинтез в надрах зорі на стадії наднової безпосередньо до вибуху має характер квазірівноважного (квазігідростатичного). Це означає, що за даної температури в зоні реакцій встановлюється приблизна рівновага між кількістю актів синтезу певних ядер і зворотних їм актів розпаду продуктів реакцій. На відміну від квазірівноважного нуклеосинтезу, існує так званий вибуховий нуклеосинтез, який, як випливає з назви, відбувається за досить короткий проміжок часу безпосередньо під час вибухів наднових. Тут спалаховий ядерний синтез спричиняється проходженням потужної ударної хвилі через речовину оболонки зорі. При цьому досить значну роль у вибуховому нуклеосинтезі починають відігравати нейтрино. Ударна хвиля спричиняє різке зростання густини і температури в оболонці наднової. Високоенергійні нейтрино, завдяки зростанню їх потоку, безпосередньо стимулюють перебіг реакцій, в яких утворюються ядра важких елементів, що неможливо у реакціях квазірівноважного синтезу. Про характеристики такого нуклеосинтезу коротко буде сказано в кінці шостого розділу.

5.1. Потрійний α -процес

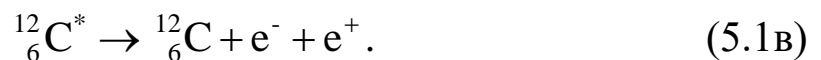
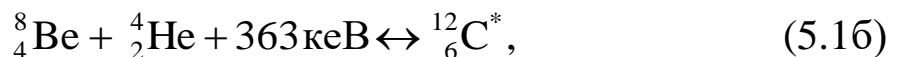
Після вичерпання запасів гідрогенового термоядерного палива в зоні реакцій можуть розпочатися реакції за участю ядер Гелію, якщо їх кількість достатня, а температура є досить високою для досягнення кінетичної енергії, необхідної для подолання кулонівського бар'єру. У природі відсутні стабільні хімічні елементи з масовими числами 5 і 8. Можливий продукт реакції ${}^4_2\text{He} + p$ ізопоп Літію ${}^5_3\text{Li}$ має період піврозпаду $\sim 10^{-22}$ с. А продукт реакції ${}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$ – ізопоп Берилію ${}^8_4\text{Be}$ є також нестійким (період піврозпаду $\sim 10^{-16}$ с), і після утворення розпадається на дві α -частинки.

Тому зазвичай «горіння» Гелію відбувається у два етапи. На першому етапі



Вказана енергія у дужках означає, що без підведення цієї енергії ця реакція не відбувається. Якщо б ядро ${}^8_4\text{Be}$ було стабільним, то другий етап, що призводить до утворення ${}^{12}_6\text{C}$, з часом ставав би все менш ймовірним, оскільки ${}^4_2\text{He}$ вичерпувався б на утворення ${}^8_4\text{Be}$.

Ядро ${}^8_4\text{Be}$, що не встигло розпастися, зливається з ядром ${}^4_2\text{He}$ (другий етап):



Остаточо цей процес може бути записаний так:



Ймовірність реакції в два етапи набагато більша, ніж ймовірність реакції (5.1г), оскільки ядро ${}^8_4\text{Be}$ «живе» у 10^4 разів довше, ніж продовжується зіткнення ядер Гелію.

Реакція (5.1г) зветься *потрійним α -процесом*. Для реалізації реакції за участю трьох α -частинок потрібна досить висока температура плазми (більш ніж 10^8 К) і, як вже було сказано, їх достатньо висока концентрація.

Вказана реакція розпочинається в ядрі зорі після закінчення термоядерного «горіння» гідрогенового палива. Послідовність подій тут така. Оскільки ядро майже не містить вільних протонів, термоядерні реакції за їх участю припиняються. Позбавлене термоядерної енергії ядро починає стискатися, а відтак – розігріватися. І коли температура досягає певного значення, включаються реакції потрійного α -процесу, що стабілізує зоряне ядро. Стискання припиняється.

В 3- α циклі величина виділення енергії становить $Q_{3\alpha} \approx 7,3$ МеВ, що значно менше, ніж в pp- і CNO- циклах.

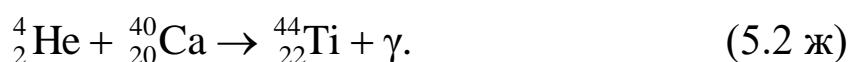
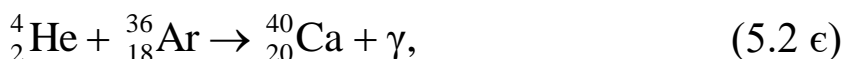
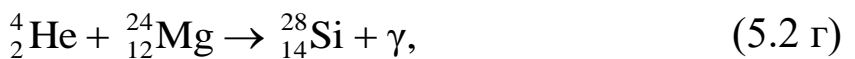
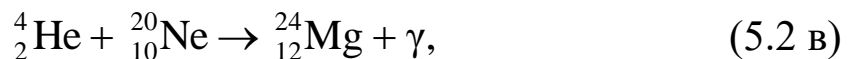
Наостанок зробимо важливе зауваження. Справа в тому, що швидкості ядерних реакцій немонотонним чином залежать від енергії частинок, що зіштовхуються. Існують так звані резонансні рівні енергії, за яких швидкості реакцій стрімко зростають. Ці рівні енергії визначаються тільки структурою ядра – продукту реакції. Один з резонансних рівнів ядра ${}^{12}_6\text{C}$ (7,65 МеВ) лише ненабагато перевищує суму енергій спокою ядер ${}^8_4\text{Be}$ та ${}^4_2\text{He}$ (7,3667 МеВ) – цей розрив легко долається завдяки високій температурі в надрах зорі. Без цього рівня Карбон утворювався б набагато менш ефективно, ніж, наприклад, спалювався у реакції ${}^4_2\text{He} + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{16}_8\text{O} + \gamma$ і спостережуваний Всесвіт був би настільки бідним на Карбон, що навряд чи виникло б життя у відомому нам вигляді. Саме такого роду міркування привели Фреда Хойла до того, що на початку 1953 р. він передбачив існування рівня 7,65 МеВ та приблизно через тиждень

виявив його разом з експериментаторами Каліфорнійського технологічного інституту.

На відміну від реакції злиття ядра Берилію і α -частинки, реакція ${}^4_2\text{He} + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{16}_8\text{O} + \gamma$ є нерезонансною й перебігає надто повільно (резонансна енергія ядра ${}^{16}_8\text{O}$ дорівнює 7,1187 МеВ, що менше суми енергій спокою ядер ${}^{12}_6\text{C}$ та ${}^4_2\text{He}$ (7,1616 МеВ), а висока температура, і, отже, велика кінетична енергія цих ядер тільки збільшує «розлад» резонансу.

5.2. Реакції синтезу ядер α -елементів

На деяких етапах еволюції зорі складаються умови, коли температура є достатньою для початку взаємодії між частинками з досить великими зарядами. Зокрема, ядра Гелію можуть почати реагувати з більш масивними ядрами. Наприклад:



У цих реакціях α -частинки реагують зі стабільними більш масивними ядрами з утворенням також стабільних ядер Оксигену, Неону, Магнію, Силіцію, Сульфур, Аргону, Кальцію і Титану (ядра останнього інколи відносять до ядер піку Феруму). Ядра, що утворюються в цих реакціях, в астрофізиці носять назву ядер елементів α -процесу.

В принципі, шляхом послідовного захоплення α -частинок можна утворити ядра і більш важких радіоактивних ізотопів. Наприклад, наступні: ${}_{24}^{48}\text{Cr}$, ${}_{26}^{52}\text{Fe}$, ${}_{28}^{56}\text{Ni}$, ${}_{30}^{60}\text{Zn}$, ${}_{32}^{64}\text{Ge}$. Для перебігу вказаних реакцій потрібна температура, що становить кілька млрд кельвінів. Такі умови складаються, зокрема, в момент вибуху зорі як наднової, коли речовиною її оболонки швидко просувається потужна ударна хвиля, температура на фронті якої може досягати 10^{10} К.

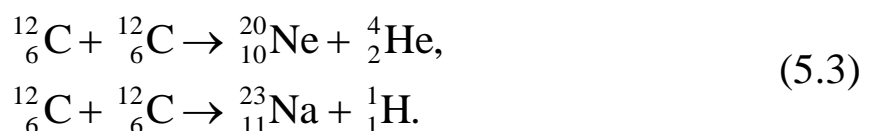
Реакції за участю ядер Гелію перебігають і в інших циклах термоядерного «горіння». З ними ми ознайомимося в наступних розділах.

Слід зауважити, що вищевказані ізотопи Титану і Ніколу відіграють важливу роль в енергобалансі залишків наднових зір (тобто речовини, яка під час вибуху викидається з великою швидкістю в міжзоряний простір). Кінцевим продуктом розпаду ${}_{22}^{44}\text{Tl}$ є ${}_{20}^{44}\text{Ca}$ (через захоплення електрона ядром ізотопу Титану і утворення ядра ізотопу Скандію ${}_{21}^{44}\text{Sc}$, з наступним β^+ розпадом цього ядра, що і дає ядро стабільного ізотопу ${}_{20}^{44}\text{Ca}$). Період піврозпаду для ізотопу Титану становить близько 60 років.

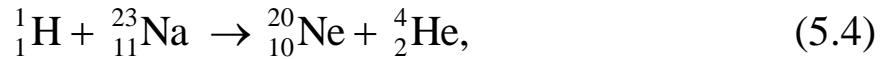
Набагато коротший період піврозпаду має ядро ізотопу ${}_{28}^{56}\text{Ni}$ (близько шести діб). За допомогою подвійного β^+ розпаду, з утворенням проміжного ядра ${}_{27}^{56}\text{Co}$, воно переходить в ядро стабільного ізотопу ${}_{26}^{56}\text{Fe}$.

5.3. Термоядерні реакції на основі ядер Карбону

Для подолання кулонівського бар'єру між двома ядрами Карбону потрібна температура не менше $8 \cdot 10^8$ К і густина приблизно 10^8 кг/м³. Можливими є такі канали взаємодії ядер Карбону:



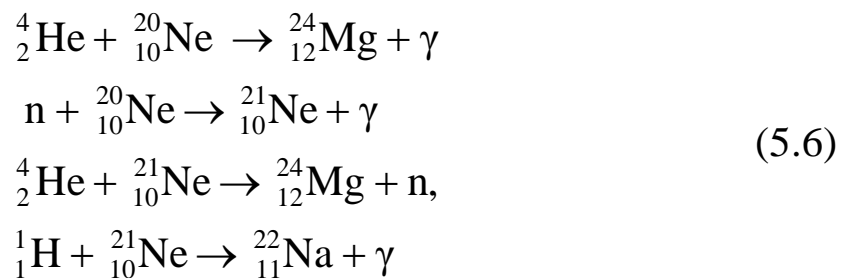
Більша частина синтезованих ядер Натрію трансформується у ядра Неону в реакції:



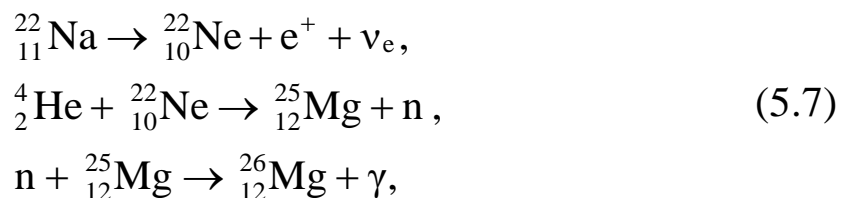
але можливою є також реакція:



Перелічені реакції відіграють найважливішу роль у термоядерному «горінні» карбонового палива. За вказаних температур перебігають і інші реакції, але вони відіграють істотно меншу роль в енергобалансі (за рахунок меншого перерізу реакцій). За наявності нейтронів, протонів і α -частинок:



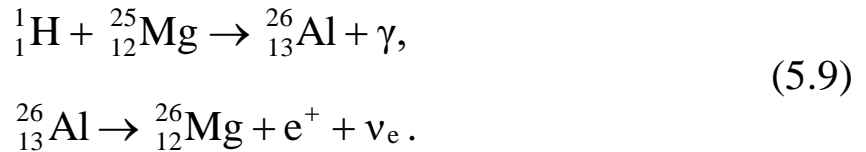
β^+ -розпад нестабільного ядра ${}^{22}_{11}\text{Na}$ дає початок наступному ланцюжку реакцій:



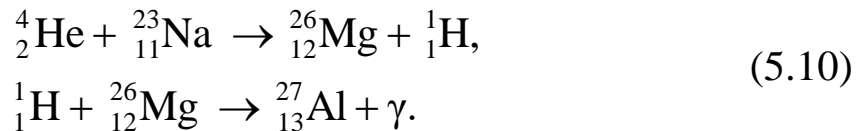
а також:



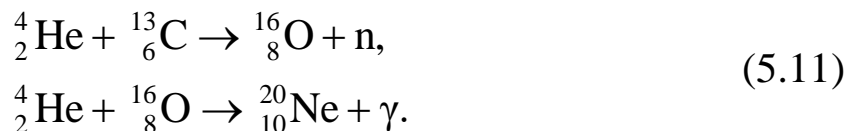
У деяких випадках ядро ${}^{25}_{12}\text{Mg}$ може захопити протон з утворенням нестабільного ядра Алюмінію:



Синтезовані в реакції (5.8) стабільні ядра ${}^{23}_{11}\text{Na}$ можуть вступати в реакції з α -частинками:



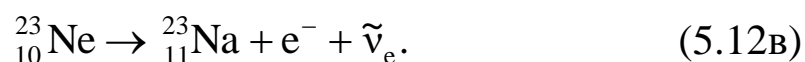
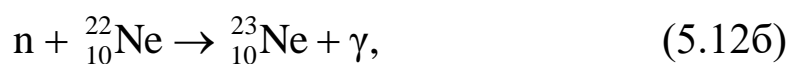
Для зір меншої маси і з меншою температурою в ядрі, але з більшим значенням густини, типовими є наступні реакції:



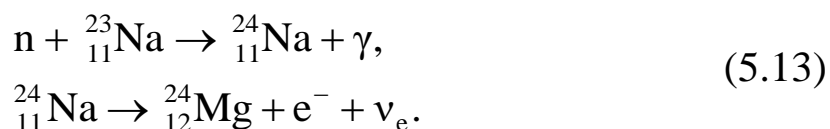
Слід зауважити, що перша реакція є можливою, якщо речовина містить ядра ${}^{13}_6\text{C}$. Останні, в свою чергу, можуть утворитися за відповідних термодинамічних умов в реакціях, які були раніше наведені для CNO-циклу (4.10 б). Перша реакція з (5.11), а також друга з (5.7) є також важливими джерелами вільних нейтронів в зорях асимптотичної гілки гігантів (див. підрозділ 6.1).

За достатньо високої густини речовини і достатній кількості нейтронів можливими стають також наступні реакції:

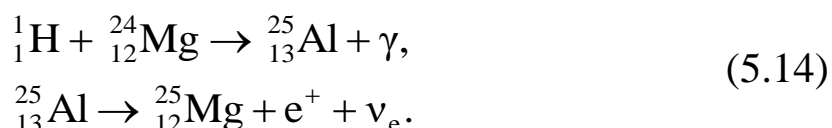




Тут нестійке ядро Неону приблизно за півхвилини розпадається з утворенням стабільного ядра Натрію, яке може прореагувати з вільним нейтроном:



Стабільне ядро Магнію через об'єднання з протоном утворює нестабільне ядро ізотопу Алюмінію:



У реакціях (5.13) і (5.14) час піврозпаду ядер Натрію і Алюмінію становить близько п'ятнадцяти годин і близько семи секунд відповідно.

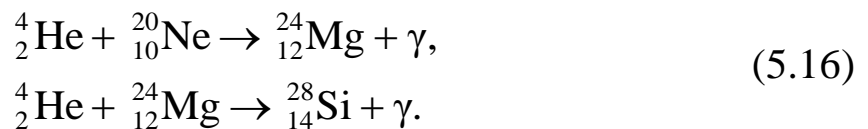
5.4. Реакції за участю ядер Неону

Окрему роль в нуклеосинтезі відіграють термоядерні реакції за участю ядер Неону. Сприятливі умови для перебігу реакцій термоядерного «горіння» неонових палива, які будуть розглянуті далі, виникають за досить високої температури і густини речовини. Такі умови з'являються у зоряному ядрі, якщо його маса перевищує кілька мас Сонця. Тут температура сягає млрд кельвінів, а густина перебуває у межах 10^9 – 10^{10} кг/м³. Якщо зона термоядерних реакцій містить переважно ядра Неону, то реалізація більшості ланцюжків, описаних нижче реакцій, буде неможливою. Для «горіння» неонових палива потрібна наявність у плазмі ядер Гелію. За високої

температури зазначені ядра Гелію можуть утворюватися в процесах фотодезінтеграції ядер Неону. Високоенергійні γ -кванти «розвалюють» частину ядер Неону, а утворені ядра Гелію вступають в реакції синтезу із залишковими ядрами Неону. Схематично це виглядає так:

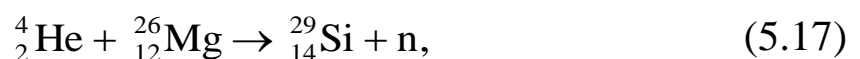


яка і є реакцією фотодезінтеграції ядра Неону. Як вже було сказано, α -частинки, що утворюються в реакціях фотодезінтеграції, продовжують реагувати з ядрами Неону за схемою:



Ядра Натрію, що залишилися після термоядерного «горіння» карбонового палива (див. другу реакцію 5.3), за досить високої температури можуть вступати в реакції з протонами і α -частинками (реакції 5.4 і 5.10).

І далі:



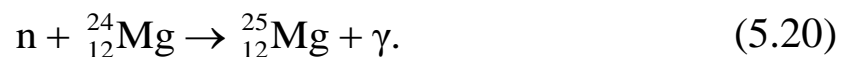
або друга реакція (5.10) з утворенням стабільного ядра ${}_{13}^{27}\text{Al}$, яка може мати наступне продовження:



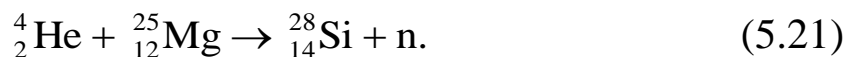
За кілька хвилин нестійке ядро ізотопу Алюмінію перетворюється на стабільне ядро Силіцію:



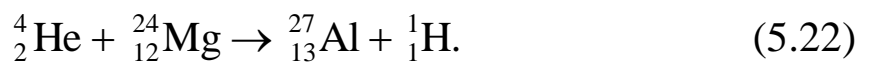
Нейтрони, в свою чергу, відіграють важливу роль в інших реакціях «горіння» неоновому термоядерного палива (див. перші дві реакції 5.12). Тут ядра ізотопів $^{21}_{10}\text{Ne}$ і $^{22}_{10}\text{Ne}$, які утворюються в цих реакціях, як і у разі ядра $^{20}_{10}\text{Ne}$, є також стабільними. За наявності вільних ядер Гелію ядро ізотопу $^{20}_{10}\text{Ne}$ дає початок реакції утворення ядра $^{24}_{12}\text{Mg}$ (див. 5.16), яке може об'єднатися з вільним нейтроном:



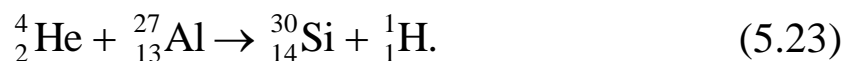
У свою чергу:



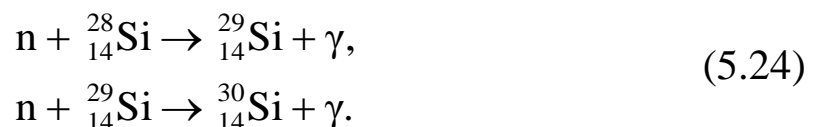
За певних умов ядро $^{24}_{12}\text{Mg}$ може реагувати з α -частинкою, але не з утворенням ядра Силіцію $^{28}_{14}\text{Si}$ (див. 5.16):



За досить високої температури стабільне ядро Алюмінію може реагувати з α -частинкою з утворенням ядра стабільного ізотопу Силіцію:



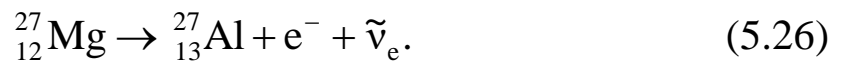
Останнє може також синтезуватися в наступному ланцюжку реакцій:



У надрах зір дещо меншої маси, але за більшої густини речовини, залишок ядер ${}_{10}^{22}\text{Ne}$ (після фази «горіння» карбонового палива, див. першу реакцію 5.12) може реагувати з α -частинками з утворенням ядра ізотопу ${}_{12}^{25}\text{Mg}$ (друга реакція 5.7), а наявність вільних нейтронів веде до третьої реакції (5.7), а потім:



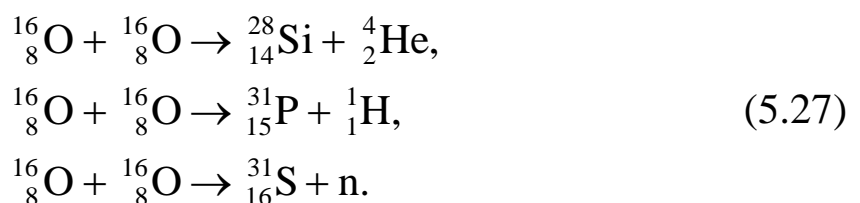
Слід зауважити, що як і ядро ${}_{12}^{24}\text{Mg}$, ядра ${}_{12}^{25}\text{Mg}$ і ${}_{12}^{26}\text{Mg}$ є стабільними, а от ядро ${}_{12}^{27}\text{Mg}$ швидко розпадається за схемою:



Перебіг реакцій термоядерного неоновихого «горіння» є типовим для стану зорі перед спалахом наднової II типу.

5.5. Реакції за участю ядер Оксигену

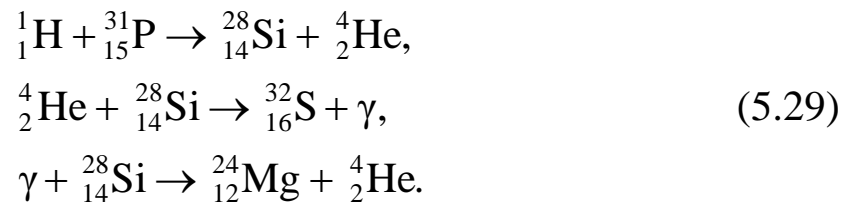
Результатом «горіння» оксигенового термоядерного палива є здебільшого ядра Силіцію, Фосфору, Сульфуру, Хлору та ін. Ймовірність об'єднання двох ядер Оксигену значно зростає, коли температура середовища перевищує $3 \cdot 10^9$ К. Такі умови виникають у зоряному ядрі з масою більше, ніж 4 маси Сонця, де густина речовини перевищує 10^{10} кг/м³. Як і у разі реакції за участю двох ядер Карбону, злиття двох ядер Оксигену може реалізуватися декількома каналами:



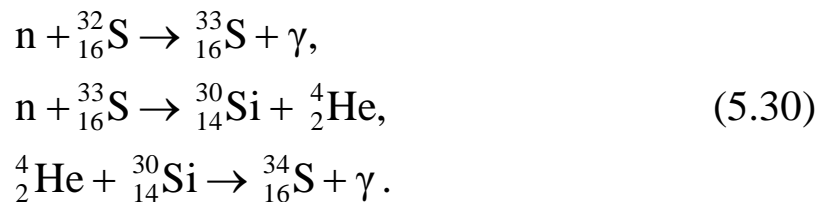
Ядро ${}_{15}^{31}\text{P}$ є стабільним (єдине стабільне ядро Фосфору), а от ядро Сульфуру швидко розпадається за схемою:



Це – основні реакції за участю ядер Оксигену, які ведуть до утворення ядер Силіцію, Фосфору, Сульфуру. Ці ядра можуть, в свою чергу, реагувати з протонами, α -частинками, нейтронами (за їх наявності в плазмі), γ -квантами і електронами. Основні канали тут такі:

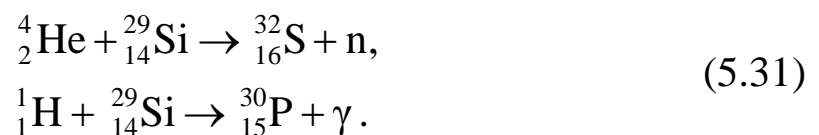


Можливими є й такі реакції:

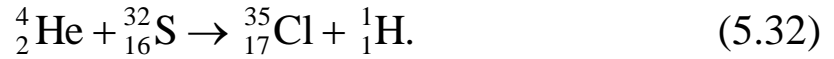


Бачимо, що тут, як і в разі «горіння» неоновового термоядерного палива, серед «попелу» трапляються ядра ${}_{14}^{30}\text{Si}$. Усі вказані тут ядра ізотопів є стабільними.

За високих температур, які панують в надрах масивних зір, ядра ${}_{14}^{29}\text{Si}$ (5.24) можуть об'єднуватися не тільки з нейтронами, а також з α -частинками і протонами:



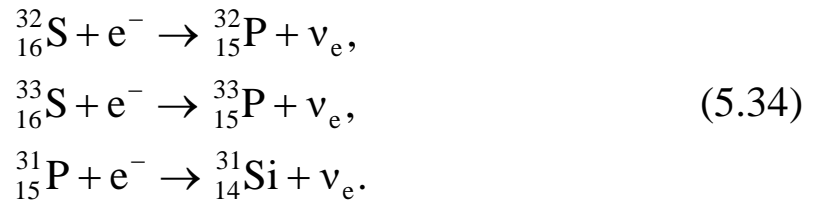
Як знаємо, ядро ізотопу Сульфуру ${}_{16}^{32}\text{S}$ є стабільним, а відтак воно може реагувати, наприклад, з α -частинкою з утворенням, зокрема, стабільного ядра Хлору:



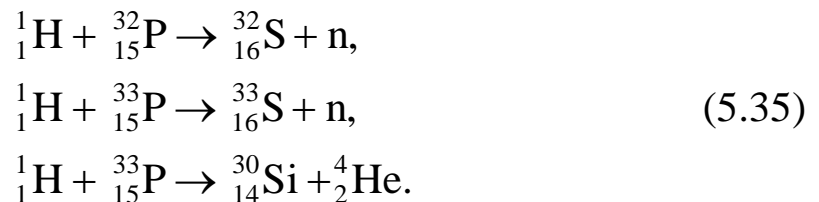
Навпаки, ядро ${}_{15}^{30}\text{P}$ є нестійким. Воно швидко розпадається за схемою:



За високої густини в зоні реакцій ядра Фосфору, Сульфуру і Хлору можуть захоплювати електрони. Це виглядає наступним чином:



У нестабільних ядер ${}_{15}^{32}\text{P}$ і ${}_{15}^{33}\text{P}$ період піврозпаду достатньо довгий, а відтак вони встигають вступити у взаємодію з протонами:



Резервуар нестійких ядер ${}_{15}^{32}\text{P}$ може також поповнюватися за рахунок реакції:



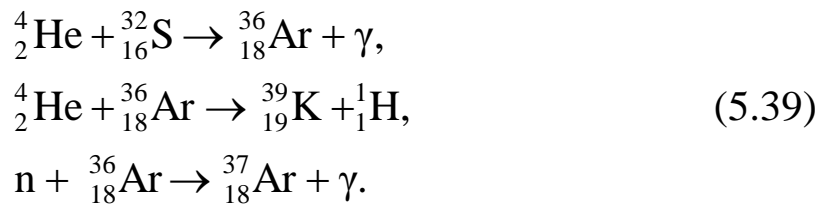
Захоплення електрона ядром Хлору



утворює ядро ізотопу Сульфуру з достатньо довгим часом піврозпаду. Реакція між таким ядром і протоном може знову утворити стабільне ядро Хлору:



Для масивних зір на стадії перед вибухом наднової (якщо маса ядра такої зорі перевищує ≈ 10 мас Сонця) реалізуються такі канали реакцій:



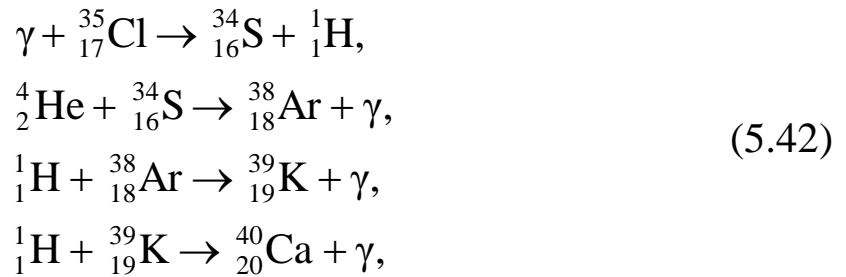
Ядра ${}_{18}^{36}\text{Ar}$ і ${}_{19}^{39}\text{K}$ є стабільними. Проте ядро ${}_{18}^{37}\text{Ar}$ є нестабільним і за приблизно 35 діб воно розпадається з утворенням стабільного ядра Хлору:



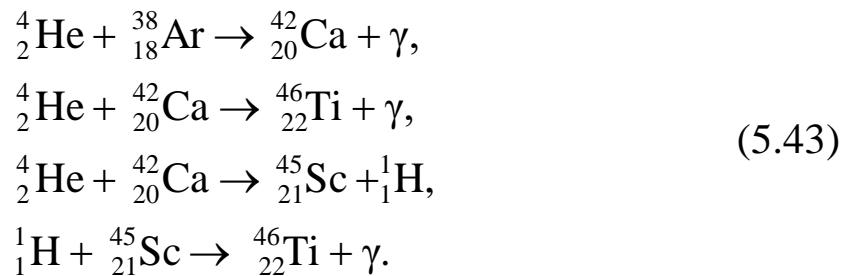
Для масивних зір притаманні також реакції синтезу ядер більшої маси. Наприклад, після захоплення ядром Хлору електрона і утворення ядра ${}_{16}^{35}\text{S}$ (5.37), останнє може вступити у взаємодію з γ -квантом, в результаті чого синтезується стабільне ядро ${}_{16}^{34}\text{S}$:



З іншого боку, ядра $^{35}_{17}\text{Cl}$ можуть руйнуватися жорстким γ -випромінюванням, що призводить до наступного ланцюжка реакцій:



а також:



Результатом перебігу цих реакцій є утворення стабільних ядер Аргону, Калію, Кальцію, Скандію (ядро єдиного стабільного ізотопу є $^{45}_{21}\text{Sc}$) і Титану.

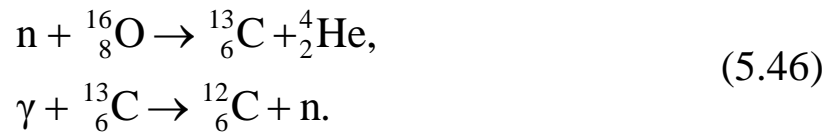
Буде доречним зауважити, що термоядерне «горіння» оксигенового палива може збільшувати концентрацію більш легких ядер Карбону. Тут ситуація виглядає наступним чином:



Період піврозпаду ядра ізотопу Нітрогену становить близько 10 хв, а відтак за високої температури воно встигає вступити у взаємодію з фотоном високої енергії, що дає у залишку стабільне ядро Карбону і протон:



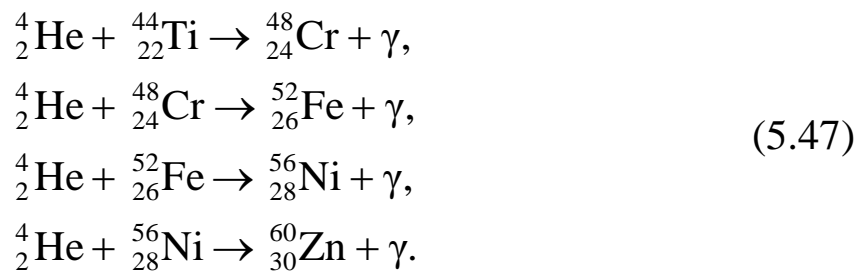
До знищення ядер Оксигену також ведуть наступні реакції (за наявності необхідної кількості вільних нейтронів):



Як бачимо, результат високотемпературних реакцій за участю ядер Оксигену – синтез ядер Силіцію, Фосфору, Сульфуру, Хлору. Окрім цього, синтезуються також ядра Аргону, Калію. За вище згаданих умов можливим є синтез і більш масивних ядер, таких, як ядра Кальцію, Скандію, Титану.

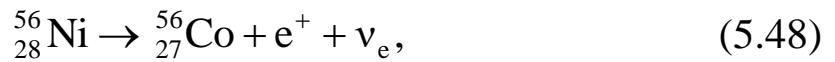
5.6. Термоядерні реакції за участю ядер Силіцію і синтез ядер елементів піку Феруму

Наведені в підрозділі 5.2 реакції можуть поступово привести до формування ядер деяких елементів піку Феруму за схемою:

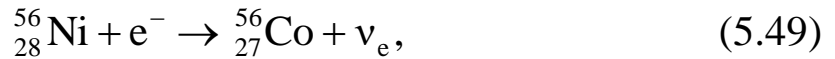


Для ефективного перебігу реакцій цього ланцюжка потрібно, щоб густина речовини перевищувала 10^8 – 10^9 кг/м³. Термоядерна реакція за участю ядер Силіцію і Гелію, а також всі наступні за нею реакції, є вирішальними для синтезу ядер елементів піку Феруму. Ядро ${}^{52}_{26}\text{Fe}$ є нестійким; період піврозпаду тут становить трохи більше восьми годин. Ядра стабільного ізотопу Феруму утворюються після розпаду нестійких ядер ${}^{56}_{28}\text{Ni}$ за схемою (це відбувається вже після того, як

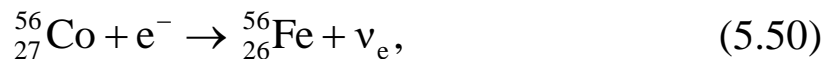
речовина із зони термоядерних реакцій після вибуху наднової утворює її оболонку):



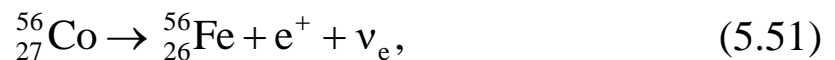
або



(як вже знаємо, період піврозпаду Ніколу становить близько шести діб), а потім



або



(період піврозпаду Кобальту трохи перевищує 77 діб). Захоплення власного орбітального електрона у цих реакціях відбувається у тому разі, якщо ядро оточене електронною оболонкою.

Потрібно зазначити, що синтез ядер шляхом поступового захоплення α -частинок буде неможливий, якщо середовище буде містити лише ядра Силіцію. Річ ясна, для перебігу таких реакцій потрібні ядра Гелію. За температур близько півмільярда кельвінів деяка частина ядер Силіцію зазнає процесу фотодезінтеграції з боку енергійних γ -квантів. При цьому в плазмі з'являються вільні α -частинки, які, в свою чергу, і беруть участь у наведених вище реакціях (5.2) і (5.47).

Контрольні запитання

1. У чому полягають особливості потрійного α -процесу?
2. Чому Карбон, який утворюється внаслідок потрійного α -процесу, не «спалюється» в реакції ${}^4_2\text{He} + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{16}_8\text{O} + \gamma$?
3. Які ядра називають ядрами елементів α -процесу?
4. Які реакції є важливими джерелами вільних нейтронів в зорях асимптотичної гілки гігантів?
5. Які реакції відносять до процесів фотодезінтеграції атомних ядер?
6. Яким чином термоядерне горіння оксигенового палива може збільшувати концентрацію більш легких ядер Карбону?
7. Ядро ${}^{52}_{26}\text{Fe}$, яке утворюється в реакції ${}^4_2\text{He} + {}^{48}_{24}\text{Cr} \rightarrow {}^{52}_{26}\text{Fe} + \gamma$, є нестійким; період піврозпаду тут становить трохи більше восьми годин. Як виникають ядра стабільного ізотопу Феруму ${}^{56}_{26}\text{Fe}$?

РОЗДІЛ 6

СИНТЕЗ ВАЖКИХ ЯДЕР У ЗОРЯХ ПОМІРНИХ МАС І МАСИВНИХ ЗОРЯХ

6.1. s-процес

У цьому розділі розглянемо процес захоплення ядрами деяких хімічних елементів повільних нейтронів (див. підрозділ 1.2). Нейтрони, які виникають в ядерних реакціях, можуть бути швидкими, але після кількох зіткнень з атомними ядрами у плазмі їх кінетична енергія значно зменшується і вони стають повільними. Отже, можна говорити про процес термалізації, коли нейтронний газ приходить у термодинамічну рівновагу з оточуючим середовищем. Перерізи реакцій взаємодії термалізованих нейтронів з ядрами деяких елементів мають достатньо великі значення. Результатом взаємодії є утворення ядра більш важкого ізотопу.

Якщо концентрація вільних нейтронів є не досить великою (інколи також говорять про потік нейтронів), наприклад, 10^{11} частинок/м³ (доволі приблизна оцінка), ядро, що захопило нейтрон і перетворилось на ядро більш важкого ізотопу, встигає завершити β -розпад перш, ніж воно захопить наступний нейтрон. В такому разі говорять про *повільний s-процес* (від англ. *slow* – повільний). Оцінки показують, що характерний проміжок часу між послідовними захопленнями нейтрона даним ядром в s-процесі може досягати десяти тисяч років. Річ ясна, за цей час β -радіоактивні ядра, як правило, встигають розпастися.

Основними постачальниками вільних нейтронів для s-процесу є друга реакція (5.7) і перша реакція (5.11). Виникає питання – в яких зорях і за яких умов може відбуватися s-процес, який збагачує речовину ядрами хімічних елементів, зокрема, важкими за ядра елементів піку Феруму? В попередніх розділах ми бачили, що захоплення вільних нейтронів відбувається, наприклад, під час

«горіння» неоновому і оксигеновому палива, але в цих реакціях утворюються ядра доволі легких ізотопів. Для синтезу масивніших ядер потрібні інші умови. Такі умови виникають, зокрема, в зорях малих і помірних мас (до восьми мас Сонця) на завершальному етапі їх еволюції, а також в масивних зорях безпосередньо перед і в момент вибуху зорі, як наднової. В зорях малих і помірних мас, як вважається, внаслідок s-процесу виникають ядра хімічних елементів від Стронцію до Плюмбуму (для деяких елементів з цього діапазону внесок в синтез ядер від вказаних зір є частковим).

Розглянемо спочатку, як відбувається s-процес в зорях з масою, менше восьми мас Сонця. Рис. 6 пояснює еволюційний шлях на діаграмі Герцшпрунга–Рассела зорі з початковою масою 5 мас Сонця. Ще раз зауважимо, що такий еволюційний трек притаманний зорі, яка має від народження первинний хімічний склад, подібний до того, який має Сонце. Як вже знаємо (див. підрозділ 3.2) зорі з таким хімічним складом належать до зоряного населення I-го типу.

Як зазначалось раніше, після закінчення гідрогенового термоядерного палива на стадії головної послідовності ядро зорі, позбавлене джерел термоядерної енергії, починає стискатися під дією незкомпенсованої сили тяжіння, а зоряна оболонка при цьому розширюється. Відтак, на діаграмі зоря зміщується в бік низької поверхневої температури, становлячись при цьому червоним гігантом. Тут відбувається перше перемішування речовини зоряних надр з речовиною поверхневих шарів. Зазначимо, що стискання зоряного ядра, яке містить значну кількість α -частинок, синтезованих внаслідок CNO-циклу (див. підрозділ 4.2), веде до поступового збільшення температури в ньому до $3 \cdot 10^8$ К і, врешті-решт, до початку перебігу реакцій потрійного α -процесу (5.1). Як тільки відновлюється термоядерне джерело постачання енергії, встановлюється і рівновага між силою тяжіння і градієнтом газового тиску; стискання ядра припиняється, і навіть змінюється на деяке збільшення його розмірів. Оболонка зорі (як уже згадувалось у підпункті 3.2) відгукується на цей процес зменшенням радіусу і

зростанням поверхневої температури, а зоря відносно гілки червоних гігантів на діаграмі Герцшпрунга–Рассела зміщується ліворуч. Після вичерпання запасів гелієвого палива та збільшення концентрації синтезованих ядер Карбону – продукту потрійної α -реакції, зона «горіння» термоядерних палив переміщується далі від центра зорі до поверхні, а само ядро зорі знову починає стискатися. Цей процес супроводжується повторним формуванням усередині зорі протяжної конвективної зони і починається другий етап глобального перемішування речовини зорі. Оболонка зорі знову збільшується у розмірах, температура поверхні знижується, зоря на діаграмі зміщується праворуч, описуючи тим самим на діаграмі своєрідну петлю. За рахунок збільшення площі поверхні зорі її світність зростає, зоря переходить у фазу асимптотичної гілки гігантів. Через деякий час зоря починає втрачати свою оболонку, яка гравітаційно слабо зв'язана з зоряним ядром. Під дією тиску з боку гарячого випромінювання, яке надходить із зоряних надр, оболонка починає розсіюватися.

Для синтезу ядер елементів, важчих за ядра елементів піку Феруму, потрібно виконання наступних умов. По-перше, в зоні реакцій необхідна наявність вільних нейтронів. По-друге, необхідна наявність в цій зоні зародкових ядер (наприклад, ядер хімічних елементів піку Феруму). Друга умова виконується для більшості зір, оскільки вже в процесі народження з газопилового міжзоряного середовища вони мають у своєму складі потрібні хімічні елементи. Для виконання першої умови потрібно, щоб реалізувалися канали реакцій, які призводять до появи необхідних частинок. Як вже було сказано раніше, найбільш ймовірними реакціями-постачальниками вільних нейтронів в зорях помірних мас є реакції (5.7, друга реакція) і (5.11, перша реакція).

Сьогодні загальноприйнятою є наступна модель зорі асимптотичної гілки гігантів на стадії термічних імпульсів у її надрах. Як ми бачили раніше, на момент досягнення фази термічних імпульсів (див. рис. 7) зоря вже має вироджене інертне ядро, яке

складається переважно з ядер Карбону і Оксигену (майбутній С–О білий карлик). В зоряному ядрі термоядерні реакції не відбуваються, але потрійні α -реакції перебігають в тонкому шарі, який оточує інертне зоряне ядро (див. рис. 7, шар позначений «He»). Тут в результаті взаємодії α -частинок синтезуються ядра Карбону, а відтак маса зоряного С–О ядра безперервно зростає. Ближче до поверхні зорі (де температура є нижчою) розташований шар, в якому відбуваються реакції перетворення протонів на ядра Гелію (шар позначений «H»). Між цими двома шарами розташований більш товстий прошарок з високою концентрацією α -частинок і стабільних ядер Нітрогену (сюди вони надходять із шару, де відбуваються реакції CNO- і pp- циклів через проміжний шар, який пов'язує ці дві зони). Над шаром «горіння» гідрогенового палива розташована протяжна зоряна оболонка з низьким значенням температури, в якій відбуваються інтенсивні конвективні рухи.



Рис. 7. Структура зорі асимптотичної гілки гігантів

Світність зорі під час наближення до ранньої фази асимптотичної гілки гігантів визначається значним енерговиділенням зони «He», в якій, як вже було сказано вище, перебігають реакції потрібного α -процесу (частково енергія також виділяється за рахунок гравітаційного стискування інертного C–O ядра зорі). Оскільки шар «He» є досить тонким, термоядерне «горіння» в ньому має нестійкий характер.

Після закінчення цієї короткочасної еволюційної фази «вмикається» джерело виділення енергії в шарі «H». Тут, зокрема, перебігають реакції за участю протонів і ядер $^{12}_6\text{C}$ (нагадаємо ще раз, що первинний хімічний склад зорі є подібним до сонячного, а відтак вказаних ядер Карбону в зоряній речовині є достатня кількість). Результатом таких реакцій буде утворення нестійких ядер Нітрогену $^{13}_7\text{N}$ (реакція 4.10 а), розпад яких призводить до утворення стабільних ядер $^{13}_6\text{C}$ (реакція 4.10 б).

На вказаному еволюційному етапі зона «H» є основним джерелом енергії зорі. Водночас, зона «He» стає майже неактивною. Обидва шарові джерела енергії «H» і «He» мають невелику протяжність і, як було вказано раніше, енерговиділення в них носить нестійкий характер. Моделювання структури і еволюції зір з такими шаровими джерелами енерговиділення показує, що вмикаються вони по черзі. Конвективна оболонка зорі у той самий час досягає кількох астрономічних одиниць (1 а.о. дорівнює приблизно 150 млн км). Коли зона «H» є активною, синтезовані в ній ядра Гелію, як було зазначено вище, надходять до проміжного прошарку. Речовина прошарку має досить високу температуру, і більшу частину часу перебуває у стані променистої рівноваги. Поступове надходження додатково синтезованих ядер Гелію у цей прошарок підвищує її густину і температуру. Таке зростання вказаних термодинамічних параметрів врешті-решт порушує променисту рівновагу і на короткий час в бурхливому режимі тут перебігають реакції 3α -циклу. Внаслідок потужного енерговиділення виникає конвекція, яка перемішує продукти синтезу зони «He» і зони «H». Сукупність описаних

процесів і називають термічними імпульсами. Вони збуджуються через певні проміжки часу. Зростання енерговиділення протягом термічного імпульсу змушує верхні шари розширитися, а це, в свою чергу, призводить до зниження температури і «вимикання» зони «Н», яка на цей час стає неактивною. Світність зорі підтримується тільки за рахунок енергопостачання із зони «Не». Згодом структура зорі відновлюється, хоча частина оболонки під час розширення втрачається внаслідок дії тиску випромінювання.

Описана послідовність явищ, які супроводжують термічні імпульси (рис. 8), повторюється від приблизно десяти до ста разів, поки оболонка зорі повністю не буде втрачена. Цей еволюційний етап спричиняє явище планетарної туманності.

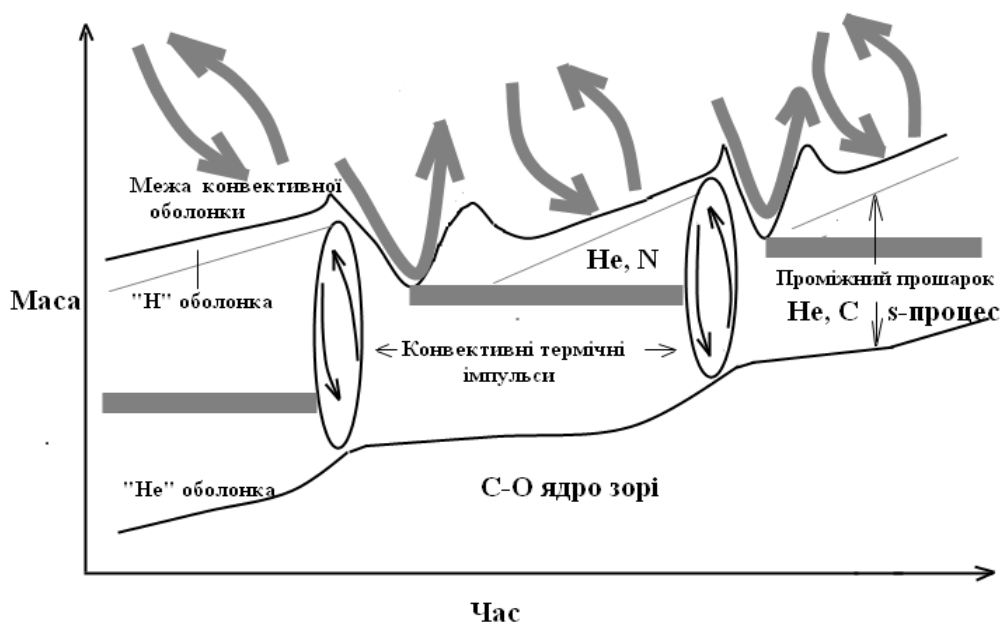
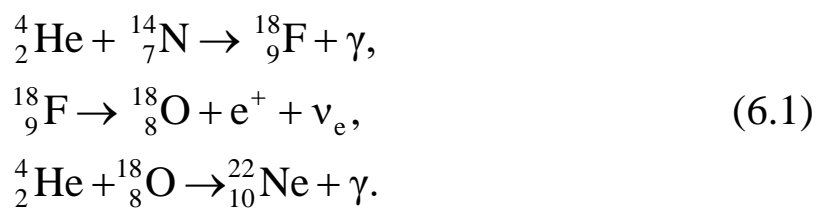


Рис. 8. Термічні імпульси в конвективному шарі. «Час» – координата, яка відображає еволюційний час для зорі асимптотичної гілки гігантів, «Маса» – масова координата, яка описує розподіл поточної маси зорі від центральної частини до меж зоряної оболонки

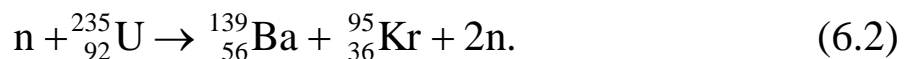
Оскільки під час термічних імпульсів температура в прошарку зростає, а за рахунок конвекції між зонами «Н» і «Не» фактично

виникає обмін речовиною, тут складаються сприятливі умови для початку реакцій взаємодії між ядрами $^{13}_6\text{C}$ і ^4_2He , а також $^{22}_{10}\text{Ne}$ і ^4_2He (див. реакції (5.11) і (5.7), відповідно). Ефективність тієї чи іншої реакції залежить від температури. Результатом перебігу таких реакцій буде поява у середовищі вільних нейтронів. Нагадаємо, що ядра $^{13}_6\text{C}$ є результатом перебігу реакцій CNO-циклу (4.10 б), а ядра $^{22}_{10}\text{Ne}$, які необхідні для перебігу другої реакції, виникають в зорях помірних мас завдяки реалізації наступної схеми:



Взаємодія холодних нейтронів із зародковими ядрами (наприклад, ядрами елементів піку Феруму) призводить до утворення більш важких ядер. Сам акт взаємодії, як і кожна реакція, характеризується перерізом реакції (іншими словами – ймовірністю реакції). З ядерної фізики відомо, що переріз реакції взаємодії ядер атомів з повільними нейтронами є найменшим у ядер, що мають *магічне* зарядове число Z або число нейтронів N . До магічних чисел відносяться наступні: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (останнє число відноситься до N). Ці числа відповідають повному заповненню *ядерних оболонок* (аналог атомних електронних оболонок). Ядра з повністю заповненими оболонками є більш міцно зв'язаними. Якщо кількість протонів або кількість нейтронів в ядрі дорівнює магічному числу, ядро називається *магічним*. Якщо і Z , і N дорівнюють магічному числу, ядро називають *двічі магічним*. Енергія зв'язку для них є ще більшою. Наприклад, стабільні ядра ^4_2He , $^{16}_8\text{O}$, $^{40}_{20}\text{Ca}$, $^{48}_{20}\text{Ca}$, $^{208}_{82}\text{Pb}$, в яких кількість протонів і кількість нейтронів збігаються з магічними числами, є двічі магічними ядрами.

Коротко розглянемо процес взаємодії термалізованих нейтронів з ядрами хімічних елементів. Ймовірність взаємодії характеризується перерізом реакції σ (вимірюється в м^2). З ядерної фізики відомо, що переріз реакції є обернено пропорційним швидкості нейтрона $\sigma \propto v^{-1}$ (чим вищою є швидкість нейтрона тим меншою є імовірність взаємодії). Для термалізованих у плазмі зони реакцій нейтронів переріз реакції перебуває у межах $10^{-29} - 10^{-28} \text{ м}^2$. Зауважимо, що для магічних ядер перерізи реакції взаємодії є істотно меншими: $10^{-31} - 10^{-30} \text{ м}^2$. Очевидно, з цієї причини трубки з ядерним паливом (оксид Урану) в тепловиділяючих елементах (ТВЕЛах) реакторів певного типу атомних електростанцій роблять з Цирконію (найбільш поширений на Землі ізоотоп цього елементу має $Z = 40$, $N = 50$ – магічне число) для того, щоб нейтрони достатньо вільно подорожували в межах ТВЕЛів і переважно взаємодіяли з Ураном ${}_{92}^{235}\text{U}$ для підтримки керованої ланцюгової реакції, в результаті якої виділяється енергія і додаткові вільні нейтрони. Наприклад, розпад може відбуватися за таким каналом:



Як було зазначено вище, температура у «Н»–«He» зоні сягає $3 \cdot 10^8 \text{ К}$, що визначає середню швидкість нейтронів $v \approx 3 \cdot 10^6 \text{ м/с}$. Тоді характерний проміжок часу між зустріччю ядра з вільним нейтроном у плазмі, що може закінчитися реакцією взаємодії, буде становити (n – концентрація нейтронів):

$$\tau = \frac{1}{\sigma v n} \approx \frac{10^{23}}{n} \text{ (с)}. \quad (6.3)$$

Зробимо приблизну оцінку концентрації нейтронів з використанням цієї формули. Якщо протяжність фази термічних імпульсів (фактично – протяжність s-процесу τ) становить приблизно

$10^2 - 10^4$ років, необхідна концентрація нейтронів для такого процесу становитиме приблизно $10^{11} - 10^{13}$ нейтронів/м³ (для $\tau \approx 1000$ років).

Позначимо через n_A концентрацію ядер з масовим числом A . Зміну концентрації з часом може записати так:

$$\frac{dn_A}{dt} = \langle \sigma v \rangle_{A-1} n n_{A-1}(t) - \langle \sigma v \rangle_A n n_A(t) \quad (6.4)$$

Оскільки $\sigma \propto v^{-1}$, то добуток σv є константою. Зробимо заміну змінної швидкості нейтрона на теплову швидкість у плазмі v_T за заданої температури, а під σ_A будемо розуміти переріз реакції взаємодії з нейтроном для ядра маси A . Тоді:

$$\langle \sigma v \rangle \approx \sigma_A v_T. \quad (6.5)$$

Якщо ввести позначення $d\xi = v_T n dt$, тоді формулу (6.4) можна переписати наступним чином:

$$\frac{dn_A}{d\xi} = \sigma_{A-1} n_{A-1} - \sigma_A n_A. \quad (6.6)$$

Нас цікавлять ядра у проміжку між $A \approx 56$ (ядро стабільного найпоширенішого ізотопу Феруму) і $A = 209$ (наймасивніше ядро останнього умовно стабільного ізотопу таблиці Менделєєва – Бісмуту). Похідна (6.6) є від'ємною, коли

$$n_A > \frac{\sigma_{A-1}}{\sigma_A} n_{A-1}, \quad (6.7)$$

і є додатною у разі

$$n_A < \frac{\sigma_{A-1}}{\sigma_A} n_{A-1}. \quad (6.8)$$

Від ядра до ядра знак похідної може змінюватися в той чи інший бік, отже, в першому наближенні для вказаного інтервалу атомної маси можемо прийняти, що $dn_A/d\xi \approx 0$. Тоді

$$\begin{aligned} \sigma_A n_A &\approx \sigma_{A-1} n_{A-1}, \\ \frac{n_A}{n_{A-1}} &\approx \frac{\sigma_{A-1}}{\sigma_A}. \end{aligned} \quad (6.9)$$

Це рівняння говорить про те, що у разі малого значення перерізу реакції захоплення нейтрона ядром $(A-1)$, його концентрація зростає. Це спрощене припущення дає змогу пояснити загальний хід поширеності хімічних елементів, важчих за Ферум (рис. 3). Для наявних в Сонячній системі стабільних ядер Стронцію, Ітрю і Цирконію магічним є число нейтронів 50. Серед більш масивних ядер виділяється два максимуми в околі Барію і Плюмбуму. Для найбільш поширеного ізотопу ${}^{138}_{56}\text{Ba}$ число нейтронів в ядрі дорівнює 82, а для Плюмбуму ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ – $Z = 82$, $N = 126$, що є магічними числами.

Як було зазначено раніше, переріз реакції взаємодії з нейтроном у магічних ядер є найменшим, а відтак, згідно з формулою (6.9), концентрація таких ядер у середовищі, де проходить s-процес, з часом зростає, що і зумовлює появу локальних максимумів у розподілі поширеності хімічних елементів.

Згідно з моделями нуклеосинтезу приблизно половина атомних ядер від ядер Феруму до ядер Плюмбуму виникає завдяки перебігу s-процесу. Здебільшого це ядра наступних елементів: Стронцій, Ітрій, Цирконій, Барій, Лантан, Церій, Празеодим, Неодим і Плюмбум.

Традиційно s-процес поділяють на три складові (компоненти): *головний, слабкий і сильний*.

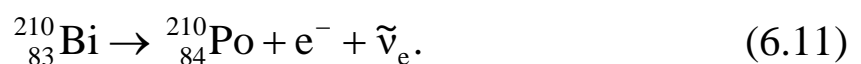
В головному компоненті в значній кількості виникають ядра елементів з масовим числом від 90 до 208 (відповідно від Ніобію до Плюмбуму). Вважається, що вказані ядра синтезуються під час послідовних термічних імпульсів у зорях асимптотичної гілки гігантів з масою менше, ніж 4 маси Сонця (див. вище опис термічних імпульсів). Для зір такої маси температура в прошарку між зонами «Н» і «Не» сягає $3 \cdot 10^8$ К. За такої температури як джерело вільних нейтронів домінує перша реакція у (5.11), а друга реакція (5.7) відіграє другорядну роль.

Другий, так званий слабкий компонент, є джерелом атомних ядер з масовими числами в околі $A \approx 90$. Такий s-процес може відбуватися в зорях помірної маси (4–8 мас Сонця). В них під час термічних імпульсів температура перевищує $3 \cdot 10^8$ К, а відтак основним джерелом нейтронів тепер стає друга реакція (5.7). Отже, певна частина ядер елементів космічного походження від Стронцію до Цирконію виникає внаслідок s-процесу.

Сильний компонент відповідає за нуклеосинтез Плюмбуму, зокрема ядер його найбільш поширеного в Сонячній системі ізотопу $^{208}_{82}\text{Pb}$. Далі реакції захоплення нейтронів в результаті s-процесу не просуваються, і ось чому. Після реакції між ядром ізотопу $^{209}_{83}\text{Bi}$, яке є практично стабільним, оскільки період його піврозпаду перевищує 10^{19} років (порівняйте з віком сучасного Всесвіту), і нейтроном синтезується ядро більш важкого ізотопу, $^{210}_{83}\text{Bi}$, яке є нестабільним:



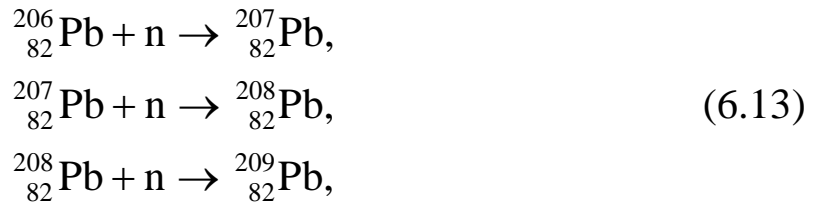
Час його піврозпаду становить приблизно 5 діб. Розпад відбувається за схемою:



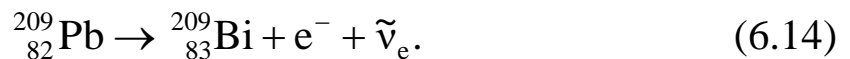
Стабільних ізотопів Полоній немає. Він розпадається на ядра Плюмбуму і Гелію досить швидко з огляду на протяжність термічних імпульсів (період піврозпаду приблизно 138 діб):



Якщо стабільне ядро Плюмбуму ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ захопить нейтрон і дасть початок послідовному захопленню нейтронів стабільними ядрами ${}_{82}^{207}\text{Pb}$ і ${}_{82}^{208}\text{Pb}$



то нестабільне ядро ${}_{82}^{209}\text{Pb}$ (період піврозпаду трохи більше трьох годин) знову замкне ланцюжок реакцій на умовно стабільному ядрі Бісмуту:



Повільний s-процес не дає змоги «перестрибнути» через радіоактивне ядро Полонію, щоб утворилися більш важкі ядра. Такий бар'єр буде ефективним, якщо характерний час захоплення ядром Полонію нейтрона буде більшим за період його піврозпаду (тобто, ядро швидше розпадеться, ніж захопить нейтрон). Це призводить до того, що з часом ядра Плюмбуму накопичуються у вказаних зорях (відповідний пік на кривій поширеності хімічних елементів в космосі).

Слід зауважити, що вихід нуклідів певних хімічних елементів в s-процесі помітно залежить від початкового хімічного складу зорі. Як вже знаємо, зорі поділяються на два типи населення – I-го типу (зорі диску Галактики) і II-го типу (зорі гало Галактики). Зорі I-го типу мають вміст хімічних елементів, важчих за Гелій, типовий до того, що його має Сонце. Вміст таких хімічних елементів в зорях II-го типу є меншим; він може бути навіть на кілька порядків менший, ніж у зір I-го типу. (Для кількісного вимірювання вмісту того чи іншого елемента використовується відношення концентрації цього елемента до концентрації Гідрогену у тій самій точці тіла зорі).

Зорі асимптотичної гілки гігантів, загальний хімічний склад яких є подібним до сонячного, виробляють багато елементів s-процесу, наприклад, з магічним числом нейтронів в ядрах $N = 50$ (Стронцій $^{88}_{38}\text{Sr}$, Ітрій $^{89}_{39}\text{Y}$, Цирконій $^{90}_{40}\text{Zr}$). Вміст елементів, ядра яких беруть участь на початку s-процесу в зорях II-го типу населення (наприклад, зародкові ядра Феруму), є більш низьким. Це означає, що на одне ядро Феруму кількість захоплень нейтронів буде більшим. Підвищена концентрація нейтронів дає змогу легше просунутися далі від ядер з магічним числом нейтронів $N = 50$, щоб прогресивно формувати все важчі і важчі ядра аж до того часу, поки не буде досягнуто наступне магічне число $N = 82$ (Барій $^{138}_{56}\text{Ba}$, Лантан $^{139}_{57}\text{La}$, Церій $^{140}_{58}\text{Ce}$, Празеодим $^{141}_{59}\text{Pr}$, Неодим $^{142}_{60}\text{Nd}$). Зокрема, для тієї частини зір II-го типу населення, в яких загальний вміст елементів (важчих за Гелій) є зовсім низьким, кількість нейтронів на одне зародкове ядро є ще більшою, тому в них ефективніше синтезуються важкі ядра з магічним числом $N = 126$ (Плюмбум $^{208}_{82}\text{Pb}$). Розрахунки показують, що максимум «виробництва» елементів від Ba до Nd спостерігається для зір, загальний вміст важких хімічних елементів в яких у приблизно 4 рази менший, ніж у Сонця, а для Pb – у десять разів менший.

Після досягнення максимального значення виробництва вищезгаданих атомних ядер, величина виробництва зменшується для

зір із ще більшим дефіцитом загального вмісту важких елементів, оскільки для таких зір абсолютна кількість зародкових ядер, які потрібні для перебігу реакцій слабкого, головного і сильного компонентів s-процесу, є ще меншою (наприклад, ядер Феруму).

Коротко розглянемо питання, чому так званий слабкий компонент s-процесу є ефективнішим в зорях більшої маси (4–8 мас Сонця), а головний компонент навпаки є ефективнішим у зір з масою < 4 мас Сонця. Основна причина тут, ймовірно, полягає в проміжку часу, впродовж якого відбуваються термічні імпульси. Для зір більшої маси цей проміжок є коротшим, ніж у зір меншої маси. Отже, протягом короткого часу дії термічних імпульсів встигають синтезуватися тільки досить легкі ядра елементів s-процесу (наприклад, ядра Стронцію, Ітрію, Цирконію, а також легших за них ядер), водночас для маломасивних зір цей проміжок є достатнім для «спокійного» синтезу і більш важких ядер (наприклад, ядер Барію, Плюмбуму).

Зауважимо, що важкі ядра хімічних елементів також можуть бути синтезованими під час s-процесу у масивних зорях (маса більше 8–10 мас Сонця).

Зазначимо, що наочна ілюстрація того, як відбувається s-процес, може бути надана в графічній формі. Так, наприклад, рис. 9 ілюструє один з ланцюжків перетворення стабільного ядра ізотопу Йоду $^{127}_{53}\text{I}$ в більш важкі ядра. Захоплення нейтрона зображено жирною лінією, β -розпад показаний тонкою лінією. Отже, після захоплення повільного нейтрона стабільним ядром Йоду, утворене ядро нестабільного ізотопу $^{128}_{53}\text{I}$ за приблизно 25 хв розпадається, в результаті чого виникає стабільне ядро Ксенону $^{128}_{54}\text{Xe}$. Ізотопи Ксенону аж до масового числа 132 є стабільними, тому захоплення наступного нейтрона не супроводжується β -розпадом. І тільки коли ядро $^{132}_{54}\text{Xe}$, захопивши нейтрон, перетвориться на нестійке ядро $^{133}_{54}\text{Xe}$, останнє за приблизно 5,25 діб розпадається з утворенням стабільного ядра Цезію

$^{133}_{55}\text{Ce}$. Як було зазначено в підрозділі 1.1 – серед усіх ізотопів Цезію – це єдиний стабільний ізотоп. Після захоплення останнім нейтрона утворюється нестабільне ядро $^{134}_{55}\text{Ce}$, яке за приблизно два роки шляхом β -розпаду утворює стабільне ядро Барію $^{134}_{56}\text{Ba}$. Всі наступні захоплення повільних нейтронів утворюють стабільні ізотопи Барію, аж до $^{138}_{56}\text{Ba}$. Наступне ядро $^{139}_{56}\text{Ba}$ є нестійким, і воно після β -розпаду (період піврозпаду є близьким до 83 хв) утворює ядро єдиного стабільного ізотопу Лантану $^{139}_{57}\text{La}$. Природно, що на цьому цей ланцюжок не переривається, і s-процес веде до утворення все більш важких ядер хімічних елементів і з більшим зарядом.

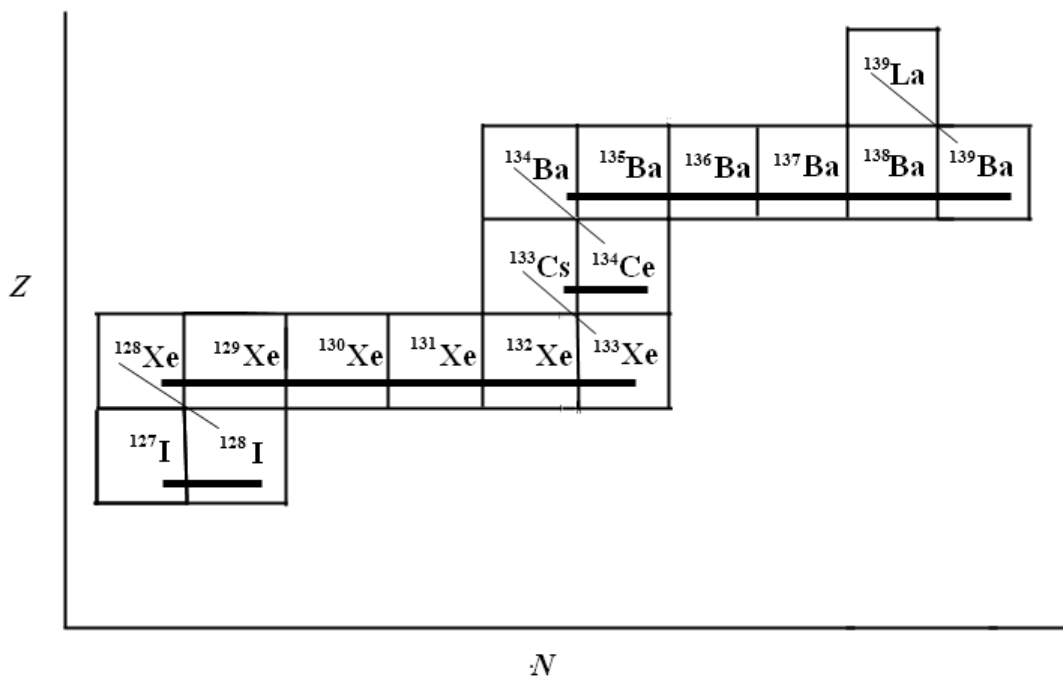


Рис. 9. Графічне зображення одного з ланцюжків s-процесу. Жирні відрізки позначають захоплення нейтрона, тонкі – β -розпад

Рис. 10 показує розподіл вмісту стабільних елементів s-процесу. Окремо зауважимо, що для побудови цього розподілу використовувалися дані по вмісту хімічних елементів в атмосфері

Сонця і в метеоритах – так званих хондритах. Хондри є округлими утвореннями (характерний розмір до 1 мм), які вкраплені в метеорити, що носять відповідну назву. Такі структурні включення містять в собі фактично найстарішу речовину Сонячної системи, а її хімічний склад майже повністю повторює хімічний склад атмосфери нашого світила.

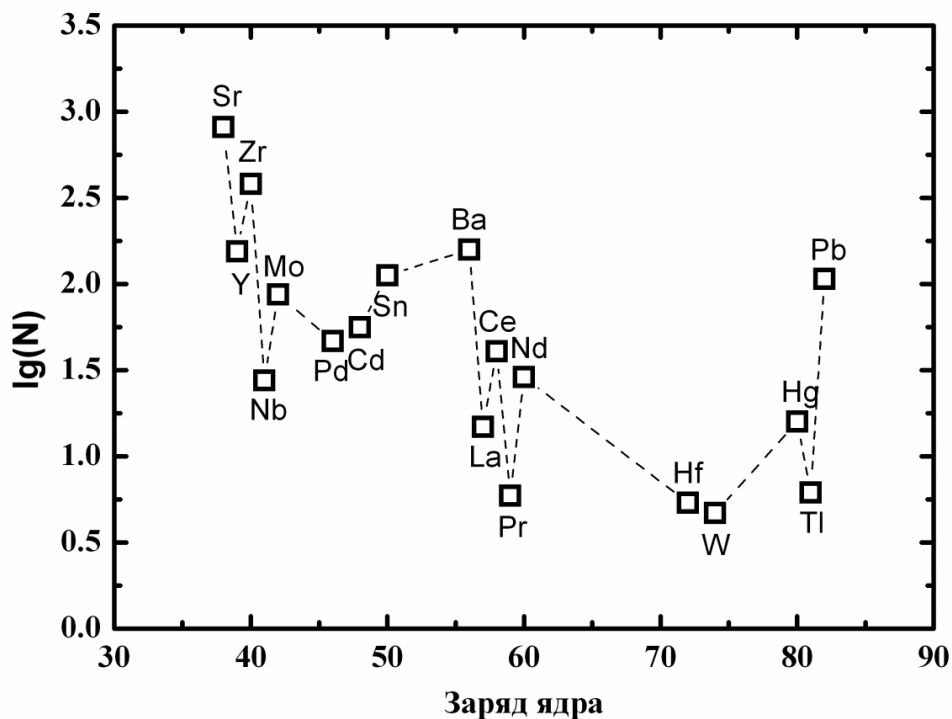


Рис. 10. Розподіл вмісту стабільних елементів s-процесу, який є типовим для Сонячної системи. Як і на Рис. 3, з метою встановлення шкали поширеності елементів умовно приймається, що вміст найпоширенішого елементу – Гідрогену – в логарифмічній шкалі становить $\lg(N) = 12,00$.

На відміну від Сонячної атмосфери вміст хімічних елементів у хондрах відомий з набагато більшою точністю, оскільки він визначається безпосередньо в лабораторних умовах, а не опосередкованим методом спектроскопічного аналізу спектра Сонця. Як вже було зазначено, в кінці третього розділу, для декількох хімічних елементів вміст в атмосфері Сонця невідомий, а, отже, в такому випадку використовувалися відповідні дані для хондритів.

Для благородних газів ситуація є протилежною. Їх вміст в хондритах завдяки деяким фізичним причинам є нехтовно малим, тому в даному випадку використовувалися значення, які відомі для сонячної атмосфери. На рис. 10 показано лише ті елементи, в утворенні яких s-процес дає внесок не менше 50%. Безумовно, що наведений тут розподіл є досить довільним, оскільки розрахована ефективність s-процесу в утворенні тих чи інших нуклідів в різних дослідженнях дещо відрізняється.

Зробимо деякі зауваження. Наприклад, Ніобій має тільки один стабільний ізотоп $^{93}_{41}\text{Nb}$. Чи є він елементом s- або r-процесу (див. далі)? Ми його помістили на рис. 10 серед інших нуклідів s-процесу, але сьогодні джерело утворення вказаних ядер достовірно невідомо. Походження Ніобію важко пояснити дією тільки s-процесу, і ось чому. Можна було б припустити, що ядро нестабільного ізотопу Цирконію $^{93}_{40}\text{Zr}$ (хоча і з надто тривалим періодом піврозпаду – більше мільйона років) розпадається на $^{93}_{41}\text{Nb}$, електрон і антинейтрино, але розрахунки свідчать про те, що у разі концентрації нейтронів, яка є типовою для зони термічних імпульсів, більш ймовірним є захоплення вільного нейтрона ядром $^{93}_{40}\text{Zr}$ з наступним утворенням стабільного ядра $^{94}_{40}\text{Zr}$. Тільки за значного зниження концентрації нейтронів над нейтронними захопленнями починають домінувати процеси β^- розпаду ядер $^{93}_{40}\text{Zr}$. Звісно, залишається ще деяка можливість безпосереднього захоплення вільного нейтрона нестабільним ядром $^{92}_{41}\text{Nb}$ з подальшим утворенням $^{93}_{41}\text{Nb}$, але в будь-якому випадку процес утворення ядра обговорюваного ізотопу Ніобію далеко не вичерпується тільки процесами повільного нейтронного захоплення. Вважається, що не останню роль в синтезі ядер Ніобію відіграє так званий r-процес, з яким ми познайомимося пізніше.

В цілому, рис. 10 показує, що синтез елементів s-процесу характеризується кількома піками поширеності – Стронцію і Цирконію, Барію, а також Плюмбуму.

6.2. r-процес

На відміну від s-процесу, в якому характерний час захоплення вільного нейтрона ядром перевищує характерний час β -розпаду ядра, в природі існує процес, коли ситуація стає протилежною. Тут характерний проміжок часу між послідовними актами захоплення нейтронів становить невелику частку секунди, так що навіть деякі короткоживучі ядра ізотопів не встигають розпастися і захоплюють наступний нейтрон. Якщо ядро встигає захопити кілька нейтронів перш, ніж воно зазнає β -розпаду, процес називають *r-процесом* (від англ. *rapid* – швидкий). Для певного заряду Z ядро захоплює вільні нейтрони доти, поки енергія зв'язку нейтронів в ядрі не стане настільки малою, що захоплення наступного нейтрона не відбувається. Цей момент визначає так звану *точку очікування* β -розпаду ядра, після чого стає можливим просування до більших значень масового числа A . Якщо ввести формалізм, схожий на той, який ми використовували для опису s-процесу, то для зміни з часом концентрації ядер певного хімічного елементу можна записати:

$$\frac{dn_Z}{dt} = \lambda_{\beta}^{Z-1} n_{Z-1}(t) - \lambda_{\beta}^Z n_Z(t), \quad (6.15)$$

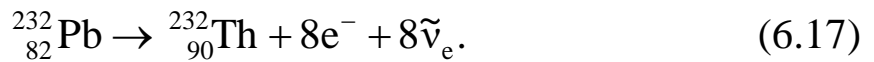
де λ_{β}^{Z-1} і λ_{β}^Z – швидкість (темп) β -розпаду для ядер з зарядом $(Z-1)$ і Z відповідно у точці очікування кожного з них. Якщо, як і під час розгляду s-процесу, ми зробимо припущення про квазістаціонарність r-процесу ($\frac{dn_Z}{dt} \approx 0$), то відношення концентрацій ядер елементів буде наступним:

$$\lambda_{\beta}^{Z-1} n_{Z-1} \approx \lambda_{\beta}^Z n_Z,$$

$$\frac{n_Z}{n_{Z-1}} \approx \frac{\lambda_{\beta}^{Z-1}}{\lambda_{\beta}^Z}. \quad (6.16)$$

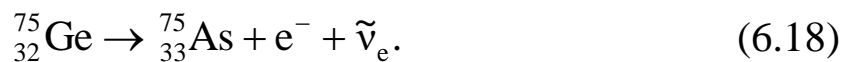
Цілком зрозуміло, що за малого значення швидкості β -розпаду для ядер із зарядом (Z) концентрація ядер n_Z зростатиме.

Наведемо приклад реакції r -процесу. Ядро умовно стабільного ізотопу Торію ${}^{232}_{90}\text{Th}$ (період піврозпаду $1,4 \cdot 10^{10}$ років) може бути утворено шляхом восьми послідовних β -розпадів нейтрон-збагаченого ядра Плюмбуму ${}^{232}_{82}\text{Pb}$:



Тут ядро Плюмбуму містить на 24 нейтрони більше, ніж стабільне ядро цього елемента ${}^{208}_{82}\text{Pb}$. Шлях його утворення – r -процес.

Слід зауважити, що є переконливі докази того, що r -процес дійсно існує в природі. Прикладом тому є деякі ядра стабільних ізотопів, які неможливо утворити шляхом s -процесу. Наприклад, ядро стабільного ізотопу ${}^{76}_{32}\text{Ge}$ неможливо утворити шляхом повільного процесу захоплення нейтрона ізотопом ${}^{75}_{32}\text{Ge}$, оскільки останній має короткий період піврозпаду (дещо більше години) і, не встигаючи захопити нейтрон за їх низької концентрації, розпадається за схемою:



Сьогодні вже є загальноприйнятим, що важкі і надважкі атомні ядра із Z від 42 і далі, частково (а окремі повністю) можуть синтезуватися в r -процесі під час злиття нейтронних зір, які утворюють подвійну систему, або під час взаємодії нейтронної зорі з чорною дірою. Причина злиття – поступова втрата орбітального

моменту завдяки релятивістському ефекту, який виникає в процесі випромінювання гравітаційних хвиль. Процес злиття є катастрофічною подією. Під час нього в навколосоряний простір викидається частина речовини. Викид матерії відбувається швидше за все у два етапи: спочатку протягом мілісекунд в момент злиття матерія викидається зі швидкістю 0,1–0,6 від швидкості світла. Потім, приблизно через секунду після злиття, матерія, яка утворює акреційний диск навколо зір, що злилися, частково віддувається енергійним зоряним вітром зі швидкістю 0,05–0,10 від швидкості світла. Тут маса викинутої речовини може досягати 0,01–0,10 від маси Сонця. Через кілька секунд після злиття нейтронних зір бурхливі процеси нуклеосинтезу вщухають, але викинута в міжзоряний простір речовина впродовж кількох тижнів залишається розігрітою до 10^3 – 10^4 К за рахунок радіоактивного розпаду ядер деяких ізотопів γ -процесу. Після того, як скинута оболонка стає достатньо прозорою для теплового випромінювання, вона згодом спостерігається як феномен, який має назву *кілонова* (термін, який покликаний підкреслити, що енергетика цього явища приблизно у тисячу разів перевищує енергетику спалаху таких зір, як нові зорі).

Для того, щоб відповісти на питання, яким чином нейтронна зоря може бути джерелом нейтрон-збагачених ядер, що утворилися шляхом γ -процесу, потрібно декілька слів сказати про структуру цього релятивістського об'єкту.

Структура нейтронної зорі зображена на рис. 11. Тут виділяється декілька компонентів: внутрішнє ядро (I), зовнішнє ядро (II), мантія (III, перехідний шар між зовнішнім ядром і корою), внутрішня кора (IV), зовнішня кора (V), яка містить океан, атмосфера (VI). Маса нейтронних зір перебувають у межах 1–2 маси Сонця, радіуси – близько 10 км, середня густина перевищує 10^{17} кг/м³, а індукція магнітного поля на поверхні у окремих зір досягає 10^{11} Тл (в надрах вона ймовірно досягає 10^{12} Тл). Незважаючи на свою назву, нейтронні зорі у своєму складі містять не тільки нейтрони, а й електрони, мюони, а також, і це важливо для нашого розгляду, – ядра

атомів хімічних елементів, а в атмосфері навіть атоми і, можливо, молекули.

За розмірів нейтронної зорі близько 10 км, внутрішнє ядро (його мають тільки наймасивніші нейтронні зорі з масою від 1,5 до 2 мас Сонця) має розмір кілька кілометрів. Густина тут ймовірно сягає 10^{18} кг/м³. Стан і склад внутрішнього ядра невідомі і є предметом активних теоретичних досліджень.

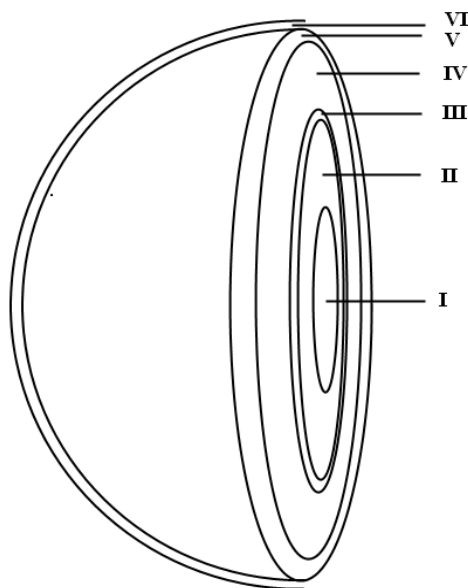


Рис. 11. Структура нейтронної зорі

Всі існуючі теоретичні моделі вказують на те, що у зовнішньому ядрі баріонна вироджена матерія стає надтекучою. Її температура сягає 10^{10} К, а густина $6 \cdot 10^{17}$ кг/м³. Речовина являє собою рідину з нейтронів, електронів і атомних ядер. Тут є протони і ядра більш важких хімічних елементів. Здебільшого – це нейтронно-збагачені ядра. Такі ядра, незважаючи на значний надлишок нейтронів в них, не розпадаються завдяки дуже високому тиску в речовині.

Завдяки малій відстані між ядрами електростатична взаємодія є настільки сильною, що вони утворюють своєрідну кристалічну ґратку. В масштабах нейтронної зорі така ґратка проявляє себе у

вигляді твердої кори, яка охоплює мантію. Окрім атомних ядер внутрішня кора містить також електрони і нейтрони.

Тиск у зовнішній корі є меншим, ніж у більш глибоких шарах, відтак кристалічна ґратка з ядер втрачає стійкість і починає плавитися, перетворюючись у так звану кулонівську рідину. Так формується своерідний океан на поверхні нейтронної зорі.

Ще вище розташований шар, який зветься атмосферою, і має товщину у кілька сантиметрів. Газоподібна атмосфера складається з електронів, іонів і атомів хімічних елементів, а також з молекул.

Повернемося до питання викиду матерії за межі системи в якій вресіті-решт відбулося злиття компонентів (як вже було сказано: нейтронна зоря – нейтронна зоря, або нейтронна зоря – чорна діра). Нейтронно-збагачені ядра вже існують у межах кори нейтронної зорі. Вони також присутні і під час викиду матерії під час злиття і одразу після нього. І, хоча викинута речовина зазнає сильної декомпресії, її густина все ще залишається надто великою. Теоретичні оцінки дають типові значення концентрації нейтронів, які необхідні для перебігу реакцій r-процесу: 10^{24} – 10^{34} нейтронів/м³. Для того, щоб пояснити космічну поширеність хімічних елементів, ядра яких синтезуються тільки в результаті r-процесу, потрібно припустити, що на один акт злиття припадає приблизно 10^{-4} – 10^{-1} маси Сонця викинутої в міжзоряний простір матерії (оцінка, безумовно, є досить довільною).

Матерія, викинута в результаті злиття, може містити нейтронно-збагачені ядра з надто великою відносною кількістю нейтронів $N/(N+Z) > 0,75$ і помірно збагачені ядра (ця величина є у межах від 0,60 до 0,75). Після декомпресії речовини реакції захоплення нейтронів ядрами в першому випадку ведуть до утворення ядер r-процесу в діапазоні зарядів $58 \leq Z \leq 90$ (від Церію до Торію), а в другому – до утворення більш легких нуклідів (ймовірніше, від Ніобію до Лантану).

Сьогодні вже існує достовірне спостережене підтвердження того, що важкі атомні ядра синтезуються під час злиття нейтронних зір. Тут йдеться про результат спостереження події (GW170817), яка

проявила себе реєстрацією *гравітаційних хвиль* в експерименті LIGO–Virgo. Одразу після реєстрації гравітаційного сплеску (через добу) джерело гравітаційних хвиль було оптично яскравим. Його світність перевищувала світність Сонця у 10^8 разів. І, хоча оптична світність зменшувалася з часом досить швидко, в інфрачервоному діапазоні джерело було яскравим упродовж приблизно двох тижнів, а його спектр був чорнотільним, що свідчило про теплову природу світіння. Саме явище, як вже знаємо, має назву кілонова. Аналіз спектру кілонової показав, що найбільш ймовірно непрозорість речовини зумовлена наявністю великої кількості спектральних ліній лантаноїдів, зокрема Неодиму.

Математичне моделювання процесу злиття двох нейтронних зір або нейтронної зорі і чорної діри дає наступні результати по просторовому розподілу елементів r -процесу. Якщо після злиття формується поодинокі нейтронна зоря, то впродовж часу її існування вона встигає випромінити сильний потік нейтрино, які зменшують концентрацію нейтронів у викиді ($n + \nu = p + e^-$), а, отже, навколо утвореної нейтронної зорі формується вітер, який складається переважно з легких нуклідів r -процесу.

Такі самі нукліди входять переважно до складу зоряного вітру, який видуває речовину у межах конусів в полярних областях, вісь яких є перпендикулярною до орбітальної площини початкової системи. Більш важкі елементи r -процесу входять до складу вітру, який видуває речовину у площині системи, утворюючи тороїдальну структуру.

Якщо злиття зір закінчується формуванням чорної діри, картина є схожою на попередню, але тепер безпосередньо в околі чорної діри вітер містить переважно важкі атомні ядра. Така сама ситуація буде і у випадку взаємодії нейтронної зорі з чорною дірою, з тією тільки різницею, що тут відсутній вітер, який спрямований перпендикулярно до початкової орбітальної площини, і який містить переважно більш легкі елементи r -процесу.

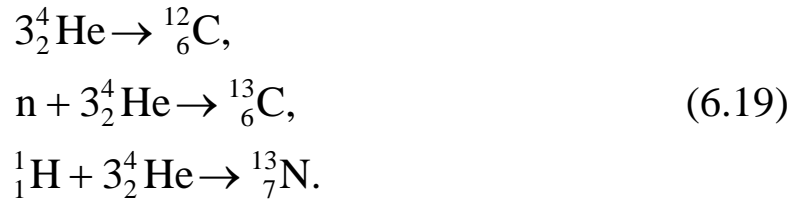
Конкретно для феномена GW170817 був зроблений наступний висновок: інфрачервоний спектр пов'язаної з ним кілонової відповідає припущенню, що утворений в результаті злиття викид речовини містить переважно ізотопи r-процесу.

Теоретичні оцінки показують, що частота подій, які стосуються злиття нейтронних зір, або нейтронної зорі з чорною дірою в подвійних системах, становить приблизно 10^{-5} подій/рік. Це – мала величина, але з огляду на те, що (як вважається) більшість зір в галактиках входять до складу подвійних або кратних систем, а також, зовсім не нехтовно мала частина зір має закінчувати свою еволюцію утворенням релятивістських залишків, таке джерело збагачення міжзоряного середовища елементами r-процесу зовсім не виглядає гіпотетичним.

Для повноти опису r-процесу потрібно декілька слів сказати про ще одне ймовірне джерело виробництва важких нуклідів. Раніше вважалося (але припускається і сьогодні), що r-процес може відбуватися під час спалахів наднових зір. Тут важлива роль відводиться ударній хвилі, яка супроводжує спалах. З рухом потужної ударної хвилі пов'язане переміщення в речовині зорі області високої температури і густини. Якщо в цій області з'являється достатня кількість ядер Гелію і Неону, відбувається друга реакція (5.7), яка є постачальником вільних нейтронів. Саме ці нейтрони, які виникають в результаті надзвичайно короткочасного процесу вибуху наднової, беруть участь у r-процесі. Не виключено, що частина ядер елементів r-процесу може утворитися до вибуху наднової у надрах зорі-прогенітора. Центральна частина зорі безпосередньо перед вибухом як наднової містить велику кількість нейтронів і α -частинок, що утворюються за рахунок фотодезінтеграції ядер Феруму (див. реакції 3.2).

За високої густини речовини в центрі такої зорі тут можливий вибуховий синтез ядер різних елементів. Важливу роль відіграють реакції багаточастинкових взаємодій (коли між собою швидко

взаємодіють одразу декілька α -частинок, або α -частинок, нейтронів і наявних протонів). Наприклад:



За рахунок «одночасної» взаємодії вдається легко подолати бар'єр на масових числах $A = 5$ і 8 . Ізотопи з такими масовими числами (як вже згадувалось раніше) мають надто малий час піврозпаду, а просто двочастинкові взаємодії між вказаними частинками не дають можливості просунутися в область більших масових чисел. Наприклад, теоретично є можливою взаємодія α -частинки з протоном дає ядро ізотопу Літію:



яке за нехтовно малий час ($3 \cdot 10^{-22}$ с) воно розвалюється на протон і α -частинку, а відтак є неможливим утворення більш важких ядер. Близький час піврозпаду ($\sim 10^{-22}$ с) має ядро ізотопу ^5_2He . Він є трохи більшим у ^8_4Be ($8 \cdot 10^{-17}$ с), але цього теж недостатньо для подолання бар'єру. Для ядер таких ізотопів, як ^8_2He , ^8_3Li і ^8_5B час піврозпаду теж є надто коротким. Деякі з цих прикладів були розглянуті раніше.

Коли відповідні бар'єри в багаточастинкових взаємодіях пройдені, подальший синтез за участю α -частинок і, наприклад, ядер Карбону, призведе до утворення ядер елементів піку Феруму, які, в свою чергу, слугуватимуть зародковими ядрами для перебігу реакцій r-процесу.

На відміну від розглянутого вище сценарію злиття релятивістських об'єктів в подвійній системі, на один спалах наднової достатньо 10^{-5} маси Сонця викинутої речовини, щоб пояснити спостережувану поширеність елементів r-процесу. Частота

ж вибухів наднових, як вважається, становить 0,01 подій/рік, що істотно перевищує частоту таких подій, як злиття релятивістських об'єктів в подвійних системах (див. вище). Не виключено, що ми маємо справу з дією обох механізмів, які збагачують наш Всесвіт багатьма хімічними елементами.

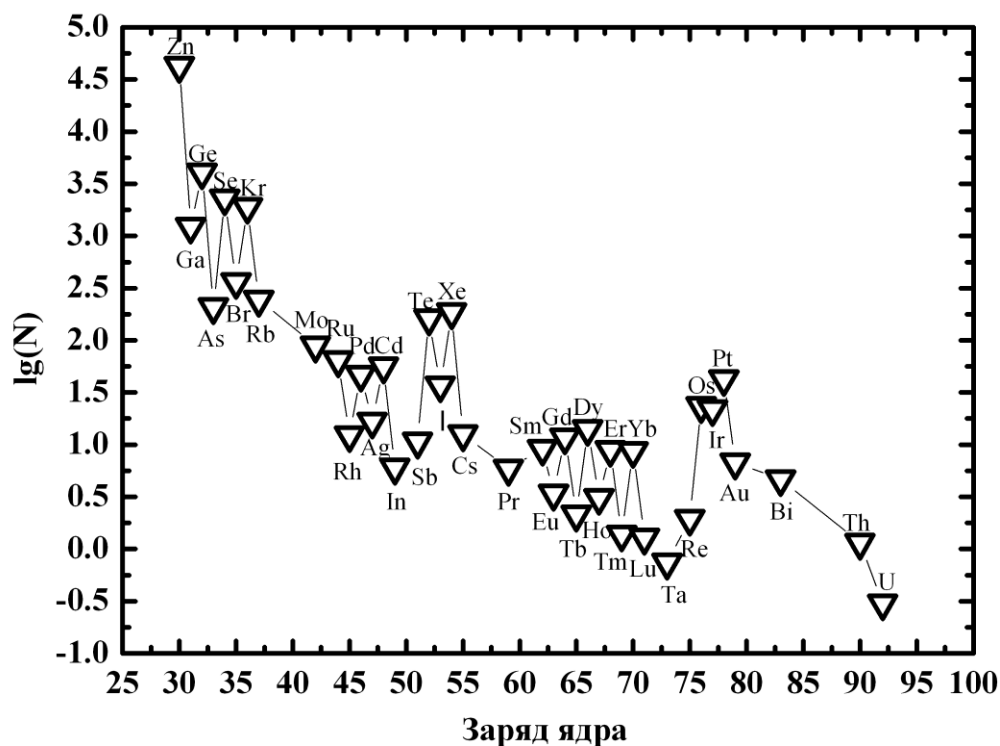


Рис. 12. Поширеність стабільних ізотопів елементів г-процесу. Шкала по осі ординат є такою самою, як і на рис. 3. Як і для нуклідів s-процесу (рис. 10) показані лише ті елементи, в утворенні яких г-процес дає внесок не менше 50%

На рис. 12 можна прослідкувати наступні піки поширеності: в околі Цинку, Германію, Селену, Криптону, в околі Телуру і Ксенону, а також в околі Осмію і Платини.

6.3. p-процес

Існує більше трьох десятків стабільних ізотопів, ядра яких збагачені протонами. Ядра таких ізотопів не можуть бути синтезовані

в s- і r- процесах. Протонно-(p-) збагачені атомні ядра є доволі рідкісними в природі. Для відповідних хімічних елементів ізотопи з r-збагаченими ядрами можуть мати поширеність на 1–3 порядки меншу, ніж інші стабільні ізотопи цих елементів. До елементів, синтезованих в r-процесі відносять, як правило, такі, що мають заряд ядра $Z \geq 33$.

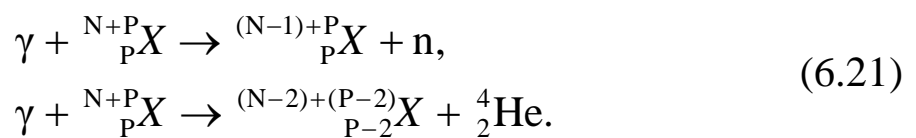
Можна навести наступні приклади процесів, в яких, як вважається, і синтезуються протонно-збагачені ядра: послідовне захоплення протонів ядрами, або вилучення нейтронів з ядер шляхом дезінтеграції останніх під впливом γ -квантів. Для першого із зазначених процесів зародковими можуть бути ядра, які були синтезовані в s- і/або r- процесах. Такі ядра після дезінтеграції γ -квантами (другий процес) можуть також бути джерелом протонно-збагачених ядер. Температура плазми, яка потрібна для перебігу цього процесу, становить $2\text{--}3 \cdot 10^9$ К. Для пояснення синтезу деяких r-збагачених ядер також залучають процес взаємодії енергійних нейтрино з речовиною зорі.

Процес безпосереднього захоплення протонів здається малоімовірним джерелом формування r-збагачених ядер, оскільки для такого захоплення потрібно подолати значний кулонівський бар'єр. Це вимагає високої температури середовища. Але за високої температури виникають високоенергійні γ -кванти, які руйнують r-збагачені атомні ядра. З огляду на це доречно було б не називати процес формування r-збагачених ядер «r-процесом». Тим не менше, ситуація може змінитися, якщо концентрація вільних протонів в плазмі буде високою, що сприятиме протонним захопленням. За концентрації 10^{34} протонів/м³ і температурі більше 10^9 К захоплення протонів може відбуватися швидко (так званий *rp-процес*, від англ. *rapid proton capture process*– «процес швидкого захоплення протонів»).

Аналогічно тій ситуації, яка має місце в s-процесі, для деяких ядер переріз реакції захоплення протона в r-процесі є малим. Ядро, (якщо воно є також достатньо стійким до β -розпаду, тобто період

піврозпаду є великим), для якого переріз реакції взаємодії з вільним протоном є малим, визначає положення точки очікування. Серед таких ядер є ${}_{28}^{56}\text{Ni}$, ${}_{30}^{60}\text{Zn}$, ${}_{32}^{64}\text{Ge}$, ${}_{34}^{68}\text{Se}$. Для цих ядер період β^+ піврозпаду варіює від секунд до діб. Якщо виникають умови, сприятливі для захоплення вільних протонів і характерний час таких процесів малий (наприклад, це частки секунди у разі вибухів наднових), то вказані ядра вже не гальмують синтез наступних за ними ядер, більш важких і з більшим зарядом.

Вважають, що р-збагачені атомні ядра можуть виникати в процесах, що супроводжуються спалахами наднових зір II і I типів. Зокрема, потрібні для цього реакції відбуваються під час вибухового «горіння» неонових палива у наднових II типу. Як було вказано раніше, причиною синтезу вказаних ядер може бути фотодезінтеграція важких нуклідів, що вже існують перед вибухом, під дією високоенергійних γ -квантів (як правило, це можуть бути ядра елементів s-процесу). Схематично ці реакції можна записати наступним чином:



Поширеність елементів р-процесу відображена на рис. 13. Зверніть увагу, що для Ксенону і Барію наведено поширеності для двох ізотопів, які трохи відрізняються між собою за масою. Те саме стосується Церію і Диспрозію, де різниця поширеності є навіть більшою.

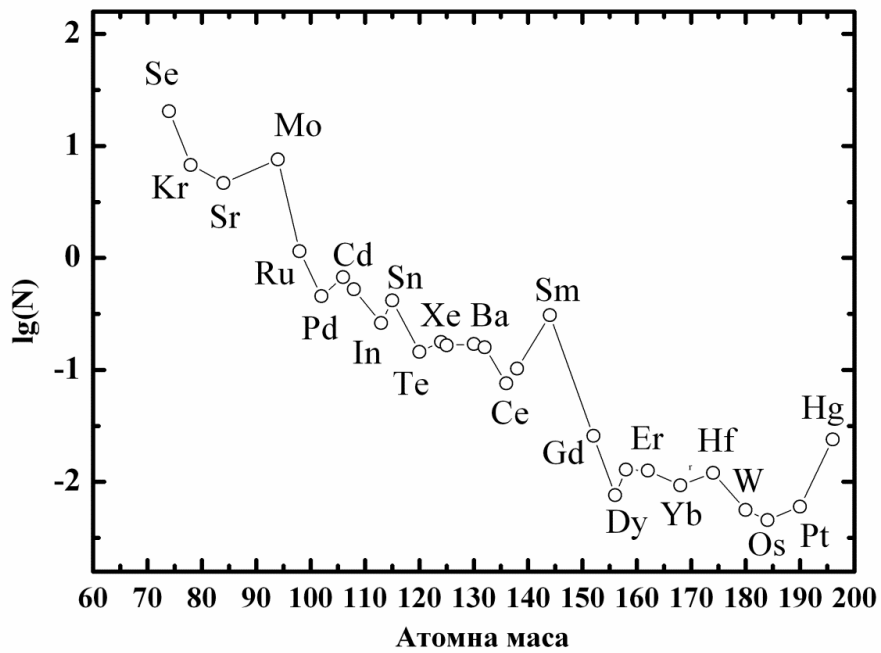


Рис. 13. Поширеність стабільних ізотопів елементів r-процесу. Шкала по осі ординат є такою самою, як і на рис. 3

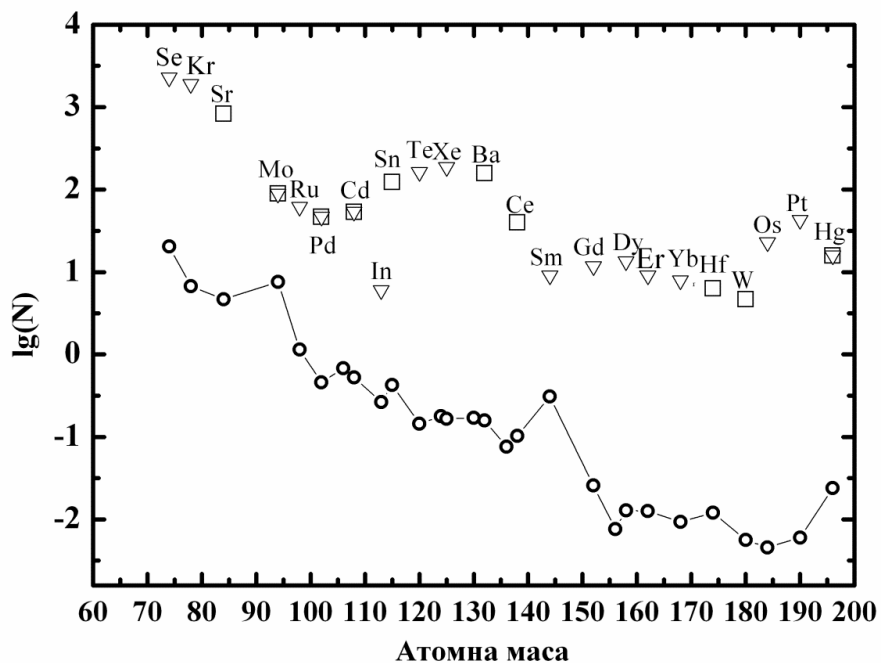


Рис. 14. Порівняльна поширеність елементів r-, s- і g- процесів. Маленькі кола – елементи r-процесу, квадратики – s-процесу, маленькі трикутники – g-процесу

На рис. 14 поширеність елементів р-процесу порівнюється з поширеністю елементів s- і r-процесу, що мають відповідну атомну масу.

Для поширеності кожного з елементів s- і r-процесу наведено дані, які є сумарними за всіма його стабільними ізотопами. Значення вмісту для нуклідів s- і r-процесу, що збігаються, свідчать про те, що кожен з них на 50% відсотків утворюється в s-процесі і на 50% r-процесі. Природно, що таке припущення є досить умовним, і може не відповідати реальній ситуації.

Зазначимо, що різниця у поширеності елементів р-, s- і r-процесу, за деякими виключеннями, в середньому становить 2–3 порядки.

6.4. νp -процес

νp -процес – процес захоплення протонами антинейтрино, що спричиняє утворення нейтрона за схемою:



Оскільки нейтрино (антинейтрино) надзвичайно слабо реагує з речовиною, то дана реакція може бути ефективною лише за великого потоку антинейтрино у середовищі з великою концентрацією протонів.

Як було сказано раніше, активні процеси нуклеосинтезу відбуваються за фронтом потужної ударної хвилі, що супроводжує спалах наднової зорі. Згідно з розрахунками нейтрино і антинейтрино в цьому середовищі мають енергію трохи більше 10 МеВ. Цього ще недостатньо, щоб під впливом нейтрино відбувалися перетворення нуклонів в атомних ядрах, але їх вплив на вільні частинки є значним. Відтак, взаємодія антинейтрино з вільними протонами якраз і може бути джерелом нейтронів. Як вже знаємо, безпосередньо перед спалахом наднової зоря вже містить в собі велику кількість ядер α -елементів (див. підрозділ 5.2), зокрема, наприклад, ${}^{64}_{32}\text{Ge}$. Це ядро β^+

радіоактивне, а відтак, воно гальмує просування процесів утворення ядер ізотопів з більшим зарядом (зокрема для вказаного ядра результатом розпаду за приблизно хвилину буде ядро Галію). Вирішальним фактором для подолання цього бар'єру є те, що період піврозпаду є досить великим з огляду на короткочасність процесу спалаху, а, отже, за наявності значного нейтронного потоку, який виникає в результаті *vr*-процесу, шляхом швидкого захвату нейтронів ефективно формуються ядра все більш і більш важких ізотопів. Серед таких є, наприклад, ізотопи Молібдену і Рутенію: $^{92}_{42}\text{Mo}$, $^{94}_{42}\text{Mo}$, $^{96}_{44}\text{Ru}$, $^{98}_{44}\text{Ru}$, які вважаються *p*-збагаченими ядрами.

Наостанок наведемо діаграму нуклідів (рис. 15), які утворюються внаслідок розглянутих вище ядерних процесів.

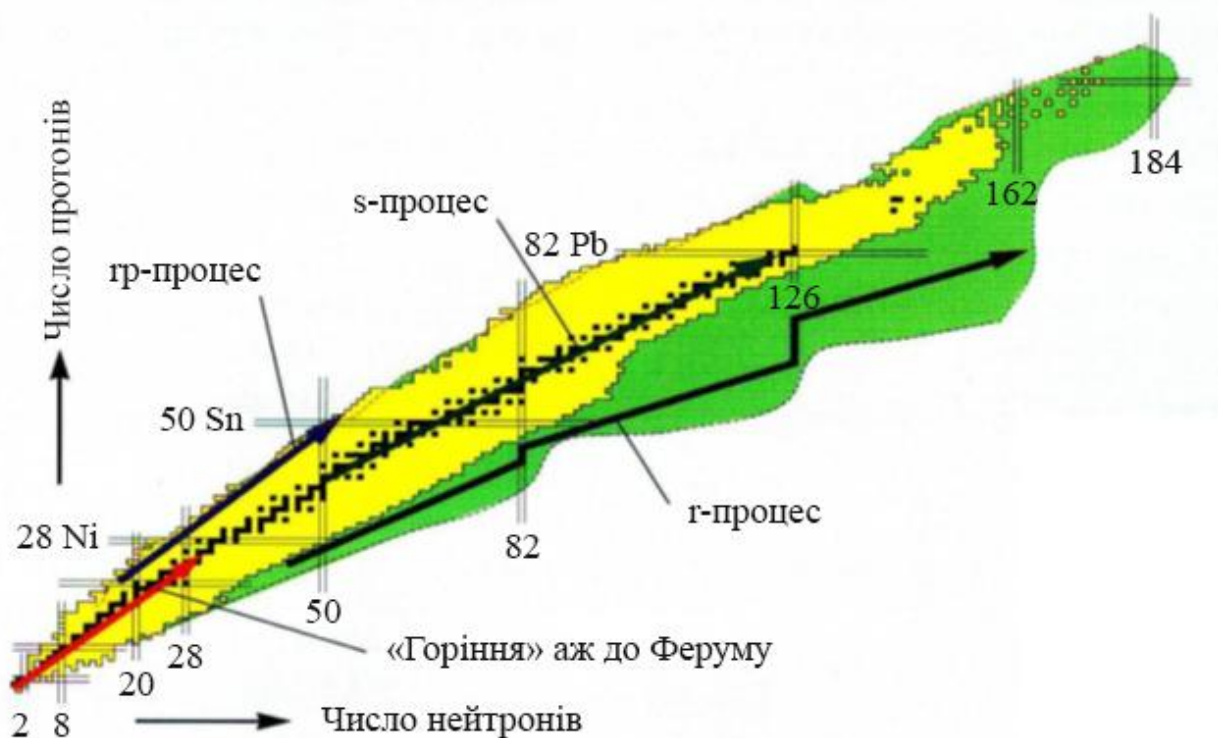


Рис. 15. Діаграма нуклідів у координатах заряд ядра–число нейтронів із вказівкою процесів їх утворення

Контрольні запитання

1. У яких зорях і за яких умов може відбуватися s-процес, який збагачує речовину ядрами хімічних елементів, зокрема, важчими за ядра елементів піку Феруму?
2. Що називають «термічними імпульсами»?
3. Що таке термалізовані нейтрони?
4. Яке припущення дає змогу пояснити загальний хід поширеності хімічних елементів, важчих за Ферум?
5. Чим відрізняються один від одного складові (компоненти) s-процесу: головний, слабкий і сильний?
6. Чому слабкий компонент s-процесу є ефективним в зорях більшої маси (4–8 мас Сонця), а головний компонент навпаки є ефективнішим у зір з масою < 4 мас Сонця?
7. Чим r-процес відрізняється від s-процесу?
8. Наведіть докази того, що r-процес дійсно існує в природі.
9. В яких об'єктах може відбуватися r-процес?
10. Які є спостережні підтвердження того, що важкі атомні ядра синтезуються під час злиття нейтронних зір?
11. Що таке p-процес?
12. Що таке νp -процес?

ПІСЛЯМОВА

Уся різноманітність ядерного складу нашого Всесвіту зводиться приблизно до 300 нуклідів. Сучасний рівень розвитку фізики і астрофізики дає змогу пояснити обставини появи цих нуклідів та їх поширеність. Розглянутий в попередніх розділах матеріал якраз і містить в собі інформацію про те, як в Космосі утворюються нукліди різноманітних хімічних елементів, їх стабільні і нестабільні ізотопи. Це розмаїття нуклідів слугувало і слугує будівельним матеріалом для неорганічних і органічних структур Всесвіту. Спочатку хімічно бідний Всесвіт, який містив переважно Гідроген і Гелій, завдяки перебігу ядерних реакцій у зорях, що виникають на пізніших етапах його розвитку, збагачується більш важкими хімічними елементами. Формування планет земного типу було б неможливим, якби не досить велика поширеність у Космосі таких елементів, як Магній, Силіцій, Кальцій, Ферум, Нікол. Життя не змогло б виникнути, якби не велика поширеність таких елементів, як Карбон, Нітроген, Оксиген та ін. Без перебільшення можна сказати, що майже вся періодична таблиця Менделєєва на різних етапах еволюції нашої планети була задіяна в процесі виникнення життя і його підтримання з часом, включаючи розумну діяльність Людства.

ДОДАТОК 1

ФУНДАМЕНТАЛЬНІ ФЕРМІОНИ

Кварки

Характеристика	Аромат (сорт, тип) кварка					
	1-е покоління		2-е покоління		3-є покоління	
	u	d	c	s	t	b
Електричний заряд (в одиницях e)	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
Спін	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Баріонне число	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
Парність	+1	+1	+1	+1	+1	+1
Маса поточного («голого») кварка, (в одиницях mc^2)	1,5–3,0 MeV	3–7 MeV	$1,25 \pm 0,09$ GeV	95 ± 25 MeV	174 ± 3 GeV	4,2–4,7 GeV
Маса конститuentного (складеного) кварка (в одиницях mc^2 , GeV)	0,33	0,33	1,8	0,51	180	5

Лептони

<i>Характеристика</i>	1-е покоління	2-е покоління	3-є покоління
Заряджені	e^-	μ^-	τ^-
Нейтральні	ν_e	ν_μ	ν_τ

Головні характеристики мюона μ^-

<i>Характеристика</i>	<i>Числове значення</i>
Маса (в одиницях $m_\mu c^2$, MeV)	$105,658369 \pm 0,000009$
Електричний заряд (в одиницях e)	-1
Спін (в одиницях \hbar)	1/2
Магнітний момент (в одиницях $e\hbar/2m_e$)	$-4,84197 \cdot 10^{-3}$
Оціночний час життя, с	$(2,19703 \pm 0,00004) \cdot 10^{-6}$
Мюонний лептонний заряд	+1
Електронний і таонний лептонні заряди	0
Баріонний заряд	0

Головні характеристики мюонного нейтрино ν_μ

<i>Характеристика</i>	<i>Числове значення</i>
Маса (в одиницях $m_{\nu_\mu} c^2$, eV)	$< 0,19$
Електричний заряд (в одиницях e)	0
Спін (в одиницях \hbar)	1/2
Магнітний момент (в одиницях $e\hbar/2m_e$)	$< 6,8 \cdot 10^{-10}$
Оціночний час життя/маса, с/eV	$> 15,4$
Мюонний лептонний заряд	+1
Електронний і таонний лептонні заряди	0
Баріонний заряд	0

Головні характеристики тау-лептона (таона) τ^-

<i>Характеристика</i>	<i>Числове значення</i>
Маса (в одиницях $m_\tau c^2$, МеВ)	$1776,99 \pm 0,28$
Електричний заряд (в одиницях e)	-1
Спін (в одиницях \hbar)	1/2
Магнітний момент (в одиницях $e\hbar/2m_e$)	$-2,87585 \cdot 10^{-4}$
Оціночний час життя, с	$(2,906 \pm 0,010) \cdot 10^{-13}$
Таонний лептонний заряд	+1
Електронний і мюонний лептонні заряди	0
Баріонний заряд	0

Головні характеристики таонного нейтрино ν_τ

<i>Характеристика</i>	<i>Числове значення</i>
Маса (в одиницях $m_{\nu_\tau} c^2$, МеВ)	< 18,2
Електричний заряд (в одиницях e)	0
Спін (в одиницях \hbar)	1/2
Магнітний момент (в одиницях $e\hbar/2m_e$)	< $3,9 \cdot 10^{-7}$
Оціночний час життя	не виміряно
Таонний лептонний заряд	+1
Електронний і мюонний лептонні заряди	0
Баріонний заряд	0

ДОДАТОК 2

ФУНДАМЕНТАЛЬНІ БОЗОНИ

<i>Характеристика</i>	8 Глюонів	Фотон	Проміжні бозони W^+, W^-, Z	Гравітон
Взаємодія, переносниками якої є зазначені частинки	Сильна	Електромагнітна	Слабка	Гравітаційна
Частинки, які беруть участь у відповідній взаємодії	Усі кольорові частинки	Усі електрично-заряджені частинки	Кварки, лептони, проміжні бозони W^+, W^-, Z	Усі частинки
Маса (в одиницях mc^2 , ГеВ)	0	0	$\approx 80,4 (W^\pm)$, $\approx 91,2 (Z)$	0
Спін	1	1	1	2

ДОДАТОК 3

ЯК ПРАЦЮЮТЬ ЗАКОНИ ЗБЕРЕЖЕННЯ МОМЕНТУ ІМПУЛЬСА І ПАРНОСТІ У МІКРОСВІТІ (НА ПРИКЛАДІ ПЕРШОЇ РЕАКЦІЇ ПРОТОН–ПРОТОННОГО ЦИКЛУ)

Розглянемо в контексті деяких законів збереження реакцію (4.1). Для того, щоб відбулася реакція, що обговорюється, два протони мають опинитися практично в одній точці (радіус слабкої взаємодії $\sim 10^{-18}$ м). При цьому згідно з принципом Паулі ці протони не можуть у одній точці мати однакові квантові числа. Стан протонів за малих енергій – це майже чисто s -стан, тобто стан з відносним орбітальним моментом, який відповідає $l = 0$. Покажемо це.

Відомо, що реакції протон-протонного циклу в зорях ідуть за кінетичних енергій протонів $W_k \approx 1$ кеВ. Значення відносного орбітального моменту протонів визначається із співвідношення

$$l \cdot \hbar \leq p \cdot R,$$

де p – їх відносний імпульс, R – радіус нуклона. Оскільки $W_k \approx 1$ кеВ $\ll m_p c^2 \approx 938$ МеВ, то можна застосувати нерелятивістську формулу для зв'язку імпульсу з кінетичною енергією

$$p = \sqrt{2m_p W_k} = 7,3 \cdot 10^{-22} \frac{\text{КГ} \cdot \text{М}}{\text{С}}.$$

Для $R \approx 10^{-15}$ м отримуємо

$$l \leq \frac{pR}{\hbar} \approx 0,007.$$

Оскільки орбітальне квантове число l має бути цілим числом або нулем, то для відносного орбітального моменту протонів лишається єдине значення $l = 0$.

Отже, орбітальні квантові числа протонів однакові і вони можуть відрізнятися тільки спрямованістю спінів – спіни протонів мають бути антипаралельними ($\uparrow\downarrow$). Тому повний момент двох протонів $J(pp) = 0$.

В результаті реакції утворюється дейтрон в основному стані, тобто в стані з $J(^2D) = 1$. Пояснимо це. Спін дейтрона визначається формулою

$$\vec{J}(^2D) = \vec{S}_p + \vec{S}_n + \vec{L},$$

де \vec{S}_p і \vec{S}_n – спіни нуклонів, \vec{L} – відносний орбітальний момент нуклонів у дейтроні.

Парність дейтрона дорівнює

$$P = \pi_p \pi_n (-1)^l = +1,$$

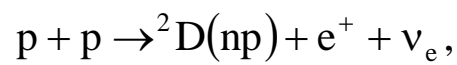
де π_p і π_n – внутрішня парність відповідно протона і нейтрона, $(-1)^l$ – орбітальна парність. Оскільки $\pi_p = \pi_n = +1$, то l – парне і може приймати значення $l = 0$ (s -стан) або $l = 2$ (d -стан). Антипаралельні спіни нуклонів у дейтроні ($p_{\uparrow}n_{\downarrow}$) неможливі, тому що в цьому разі

$$|\vec{S}_p + \vec{S}_n| = 0,$$

і тоді $l = J = 1$, внаслідок чого парність дейтрона мала б бути від'ємною, що не відповідає експериментально спостережуваній величині. Отже, у дейтроні спіни нуклонів завжди паралельні ($p_{\uparrow}n_{\uparrow}$).

Якщо під час β -розпаду спіни лептонів (електрона і антинейтрино або позитрона і нейтрино) антипаралельні ($\uparrow\downarrow$), то маємо β -перехід Фермі. Якщо ж спіни лептонів паралельні ($\uparrow\uparrow$), то маємо β -перехід Гамова–Теллера. Зміна спіну ядра для дозволених переходів фермієвського типу становить $\Delta J = 0$, а Гамова–Теллера $\Delta J = 1$.

В такому разі реакція, що обговорюється, може бути дозволеною тільки за рахунок взаємодії Гамова-Теллера. Спрямування спінів нуклонів і лептонів показані на наступній схемі:



ДОДАТОК 5

ВМІСТ $N(E)/N(H)$ ДЕЯКИХ ХІМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ В АТМОСФЕРІ СОНЦЯ

№ елем.	Назва елем.	$\frac{N(E)}{N(H)}$	№ елем.	Назва елем.	$\frac{N(E)}{N(H)}$	№ елем.	Назва елем.	$\frac{N(E)}{N(H)}$
2	He	$1,10 \cdot 10^{-1}$	25	Mn	$2,45 \cdot 10^{-7}$	57	La	$1,66 \cdot 10^{-11}$
3	Li	$1,44 \cdot 10^{-11}$	26	Fe	$3,16 \cdot 10^{-5}$	58	Ce	$3,55 \cdot 10^{-11}$
4	Be	$1,41 \cdot 10^{-11}$	27	Co	$8,32 \cdot 10^{-8}$	59	Pr	$5,13 \cdot 10^{-12}$
5	B	$3,98 \cdot 10^{-10}$	28	Ni	$1,78 \cdot 10^{-6}$	60	Nd	$3,16 \cdot 10^{-11}$
6	C	$3,55 \cdot 10^{-4}$	29	Cu	$1,62 \cdot 10^{-8}$	62	Sm	$1,02 \cdot 10^{-11}$
7	N	$9,33 \cdot 10^{-5}$	30	Zn	$3,98 \cdot 10^{-8}$	63	Eu	$3,24 \cdot 10^{-12}$
8	O	$7,41 \cdot 10^{-4}$	31	Ga	$7,59 \cdot 10^{-10}$	64	Gd	$1,32 \cdot 10^{-11}$
9	F	$3,63 \cdot 10^{-8}$	32	Ge	$2,57 \cdot 10^{-9}$	65	Tb	$7,94 \cdot 10^{-13}$
10	Ne	$1,20 \cdot 10^{-4}$	37	Rb	$3,98 \cdot 10^{-10}$	66	Dy	$1,38 \cdot 10^{-11}$
11	Na	$2,14 \cdot 10^{-6}$	38	Sr	$7,94 \cdot 10^{-10}$	67	Ho	$1,82 \cdot 10^{-12}$
12	Mg	$3,80 \cdot 10^{-5}$	39	Y	$1,74 \cdot 10^{-10}$	68	Er	$8,51 \cdot 10^{-12}$
13	Al	$2,95 \cdot 10^{-6}$	40	Zr	$3,98 \cdot 10^{-10}$	69	Tm	$1,00 \cdot 10^{-12}$
14	Si	$3,55 \cdot 10^{-5}$	41	Nb	$2,63 \cdot 10^{-11}$	70	Yb	$1,20 \cdot 10^{-11}$
15	P	$2,82 \cdot 10^{-7}$	42	Mo	$8,31 \cdot 10^{-11}$	71	Lu	$5,75 \cdot 10^{-12}$
16	S	$1,62 \cdot 10^{-5}$	44	Ru	$6,92 \cdot 10^{-11}$	72	Hf	$7,59 \cdot 10^{-12}$
17	Cl	$3,16 \cdot 10^{-7}$	45	Rh	$1,32 \cdot 10^{-11}$	74	W	$1,29 \cdot 10^{-11}$
18	Ar	$3,31 \cdot 10^{-6}$	46	Pd	$4,90 \cdot 10^{-11}$	76	Os	$2,82 \cdot 10^{-11}$
19	K	$1,32 \cdot 10^{-7}$	47	Ag	$8,71 \cdot 10^{-12}$	77	Ir	$2,24 \cdot 10^{-11}$
20	Ca	$2,29 \cdot 10^{-6}$	48	Cd	$5,89 \cdot 10^{-11}$	78	Pt	$6,31 \cdot 10^{-11}$
21	Sc	$1,48 \cdot 10^{-9}$	49	In	$4,57 \cdot 10^{-11}$	79	Au	$1,02 \cdot 10^{-11}$
22	Ti	$1,05 \cdot 10^{-7}$	50	Sn	$1,00 \cdot 10^{-10}$	81	Tl	$7,94 \cdot 10^{-12}$
23	V	$1,00 \cdot 10^{-8}$	51	Sb	$1,00 \cdot 10^{-11}$	82	Pb	$8,91 \cdot 10^{-11}$
24	Cr	$4,68 \cdot 10^{-7}$	56	Ba	$1,35 \cdot 10^{-10}$	92	U	$3,38 \cdot 10^{-13}$

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Андрієвський С. М., Климишин І. А., Курс загальної астрономії, – Одеса: Астропринт, 2010. – 475 с.
2. Андрієвський С. М., Кузьменков С. Г., Захожай В. А., Климишин І. А., Загальна астрономія, – Харків: ПромАрт, 2019. – 524 с.
3. Потехин А. Ю. Физика нейтронных звезд. // Земля и Вселенная, 2018, № 4, С. 30–46.
4. Arnett W. D., Thielemann K.-F. Hydrostatic Nucleosynthesis. I. Core Helium and Carbon Burning. // *Astrophysical Journal*, 1985, V.295, PP. 589–603.
5. Busso M., Gallino R., Wasserburg G. J. Nucleosynthesis in Asymptotic Giant Branch Stars: Relevance for Galactic Enrichment and Solar System Formation. // *Annual Review in Astronomy and Astrophysics*, 1999, V. 37, PP. 239–309.
6. Hashimoto M.-A. Supernova Nucleosynthesis in Massive Stars. // *Progress in Theoretical Physics*, 1995, V. 94, No. 5, PP. 663–736.
7. Kasen D., Metzger B., Barnes J., Quataert E., Ramirez-Ruiz E. Origin of the Heavy Elements in Binary Neutron-Star Mergers from a Gravitational Wave Event. // *Nature*, 2017, Nov 2, PP. 80–84.
8. Thielemann K.-F., Arnett W.D. Hydrostatic Nucleosynthesis. II. Core Neon to Silicon Burning and Presupernova Abundance Yields of Massive Stars. // *Astrophysical Journal*, 1985, V. 295, PP. 604–619.
9. Thielemann F.-K., Isern J., Perego A., Ballmoos P. von. Nucleosynthesis in Supernovae. // *Space Sciences Review*, 2018, V. 214, PP. 1–62.
10. Travaglio C., Gallino R., Arnone E., Cowan J., Jordan F., Sneden C. Galactic Evolution of Sr, Y, and Zr: A Multiplicity of Nucleosynthetic Processes. // *Astrophysical Journal*, 2004, V. 601, PP. 864–884.

11. Travaglio C., Galli D., Gallino R., Busso M., Ferrini F., Straniero O. Galactic Chemical Evolution of Heavy Elements: From Barium to Europium. // *Astrophysical Journal*, 1999, V. 521, PP. 691–702.

12. Woosly S. E., Arnett W. D., Clayton D. D. The Explosive Burning of Oxygen and Silicon. // *Astrophysical Journal Supplement Series*, 1973, No. 231, V. 26, PP. 231–312.

Н а в ч а л ь н е в и д а н н я

Андрієвський С. М.
Кузьменков С. Г.

Ядерна астрофізика

НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК

В авторській редакції

Підп. до друку 10.01.2022. Формат 60x84/16.
Ум.-друк. арк. 6.92. Тираж 50 пр.
Зам. № 2384.

Видавець і виготовлювач
Одеський національний університет
імені І. І. Мечникова

Україна, 65082, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12
Тел.: (048) 723 28 39. E-mail: druk@onu.edu.ua

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4215 від 22.11.2011 р.