

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

Кафедра фізики твердого тіла і твердотільної електроніки

Птащенко О. О.

## КЕРОВАНІЙ ТЕРМОЯДЕРНИЙ СИНТЕЗ

Методичні вказівки до курсу лекцій  
“Проблеми сучасної фізики”  
для студентів 5-го курсу

ОДЕСА – 2002 р.

Електронний варіант методичних вказівок видано  
згідно з рішенням Ради фізичного факультету  
від 19 лютого 2002 р., протокол № 6

Укладач: професор Птащенко О. О.

Рецензенти: професор Ваксман Ю. Ф.,  
доцент Маслєєва Н. В.

© О. О. Птащенко, 2002

## ЗМІСТ

ВСТУП.....	4
1. РЕАКЦІЇ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗУ.....	5
2. ТЕРМОЯДЕРНІ УСТАНОВКИ З УТРИМАННЯМ ПЛАЗМИ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ .....	8
2.1. Критерій Лоусона .....	8
2.2. Установки з утриманням плазми магнітним полем.....	9
2.3. Проект ITER.....	12
3. МЕХАНІЗМИ ЛАЗЕРНОГО НАГРІВАННЯ ПЛАЗМИ.....	15
3.1. Взаємодія лазерного випромінювання з вільними електронами.....	15
3.2. Поглинання електронами енергії лазерного випромінювання за рахунок зворотно-гальмівного ефекту .....	17
3.3. Максимальна температура електронів у плазмі при лазерному розігріванні .....	19
3.4. Плазмові коливання.....	20
3.5. Поглинання електромагнітних хвиль у плазмі .....	23
3.6. Особливості лазерного нагрівання неоднорідної плазми.....	28
4. ЛАЗЕРНИЙ ТЕРМОЯДЕРНИЙ СИНТЕЗ .....	31
4.1. ІТС з прямим збудженням.....	32
4.2. Установки з прямим збудженням для ЛТС .....	35
4.3. Установки з непрямим збудженням ІТС .....	38
4.4. Досягнення і перспективи ЛТС .....	39
Література.....	41
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	42

## ВСТУП

У травні 1862 року в лондонській газеті “Таймс” була поміщена стаття, в якій містилися прогнози розвитку людства на найближчі 100 років. Найбільш нереальним і жартівливим було передбачення, що за цей час люди відкриють спосіб спалювання води, і це відкриття буде загрожувати життю на планеті. А це фантастичне пророцтво виявилось правдивим: у 1932 році була здійснена реакція з участю прискорених ядер дейтерію ( $D$ ):



при якій генерується атом  ${}^3\text{He}$  і нейтрон.

У 1л води знаходиться 0,03г дейтерію. Енергія, що виділяється при “згоранні” такої кількості дейтерію, така ж, що і при згоранні 300л бензину. Дейтерію, що міститься в морях і океанах, вистачило б для забезпечення людства енергією, при сучасній її витраті, на 160 млрд років. Технології виділення дейтерію з водню відомі давно і базуються на відмінностях фізичних і хімічних властивостей дейтерію і звичайного водню (протію).

Наприклад, температура кипіння  $H_2$ ,  $HD$  і  $D_2$  складає, відповідно, 20,39К, 22,13К і 23,57К. Тиск насичених парів цих молекул при температурі 22К складає, відповідно, 1,52, 0,893 і 0,624 атмосфер. Різниця тиску насичених парів цих молекул використовується для низькотемпературної ректифікації дейтерію.

Відношення концентрацій дейтерію і протію (в рівноважному стані) може бути різним у різних хімічних сполуках. Наприклад, при рівновазі  $H_2O$ - $H_2S$  при температурі 20<sup>0</sup>С у воді відносна концентрація дейтерію в 2,2 -2,5 рази більша, ніж в  $H_2S$ .

## 1. РЕАКЦІЇ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗУ

Термоядерні реакції відбуваються в зірках і, зокрема, в надрах Сонця. Основною з цих реакцій є перетворення водню в гелій. Однією з проміжних реакцій є



тобто взаємодія двох протонів дає дейтрон, позитрон і нейтрино. Інтенсивність такої реакції (число актів синтезу в одиниці об'єму за 1 с) дорівнює

$$I = \sigma V \left( \frac{n}{2} \right)^2, \quad (1.3)$$

де  $n$ - концентрація протонів;  $V$ - середня швидкість протонів;  $\sigma$  - переріз реакції. Для цієї реакції  $\sigma \approx 10^{-47} \text{ см}^2$ . В середині Сонця параметри плазми такі: температура близько  $1,4 \cdot 10^7 \text{ K}$  (відповідає кінетичній енергії частинок  $10^3 \text{ eV}$ ); тиск близько  $2 \cdot 10^{15} \text{ Па}$ ; густина приблизно  $400 \text{ г/см}^3$ . Час життя протона відносно вказаної реакції

$$\tau_p = \frac{2}{n\sigma V} \quad (1.4)$$

складає  $1,4 \cdot 10^{10}$  років. Ясно, що на Землі така реакція не може бути використана. Потужність, що виділяється в 1г сонячної речовини, складає  $2 \cdot 10^{-7} \text{ Вт}$ . Для живлення електричної лампочки потужністю 100Вт необхідно було б використовувати енергію, що виділяється в 500т сонячної речовини.

Із сказаного ясно, що для використання ядерної енергії на Землі необхідні такі умови: а) необхідно вибрати реакцію з великим перерізом; б) необхідно забезпечити підготовку (очищення, генерацію) вихідних речовин; в) необхідно створити необхідні умови (концентрацію речовини, температуру, достатньо тривалий час утримання плазми в даному стані та ін.) для протікання реакції; г) необхідно забезпечити систематичне відтворення умов реакції та відбір енергії. Для того, щоб відбувалася ядерна реакція, необхідно, щоб ядра-учасники наблизились на відстань  $R \sim 10^{-13} \text{ см}$ , долаючи потенціальний бар'єр

$$E_b = \frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R}, \quad (1.5)$$

де  $z_1, z_2$  - атомні номери ядер;  $e$  - заряд електрона;  $\epsilon_0$  - електрична стала. При  $z_1=z_2=1$  (протони, дейтрони)  $E_b \approx 2 \cdot 10^5$  еВ (1еВ - енергія, якої набуває електрон при проходженні різниці потенціалів 1В). Якщо енергії іона поставити у відповідність його температуру

$$E = \frac{3}{2} kT, \quad (1.6)$$

де  $k$  - стала Больцмана, то це відповідає температурі  $T \approx 2 \cdot 10^9$  К.

Зразу вирисовуються два шляхи надання іонам таких енергій: а) використання прискорювачів іонних пучків; б) нагрівання ядер у плазмі. Перший шлях дає малий вихід енергії, оскільки при зіткненні прискорених ядер ймовірність розсіювання набагато вища, ніж ймовірність реакції синтезу.

Для збудження ядерних реакцій у енергетичних установках придатний другий шлях: підвищення температури ядер у плазмі. Відповідні реакції ядер називаються реакціями термоядерного синтезу (РТС).

Основні реакції термоядерного синтезу, які можна використати в енергетичних установках, показані в Табл.1.

Таблиця 1.

Основні реакції термоядерного синтезу

№№	Реакція	Енергія, що виділяється, МеВ	Переріз $\sigma_{\max}$ (барн) при енергії $\leq 1$ МеВ
1.	$D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$	3,27	0,09
2.	$D + D \rightarrow T + p$	4,03	0,16 (при 2МеВ)
3.	$D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$	17,6	5
4.	$D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$	18,34	0,8
5.	${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^4\text{He} + T$	4,6	

Примітка: 1барн =  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>.

Найбільш вигідною для отримання енергії є реакція 3 (в Табл.1.) з участю тритію. Переріз цієї реакції найбільший, а енергія, що виділяється, майже найбільша з усіх вказаних реакцій. Розрахунки показують, що ця реакція буде відбуватися з прийнятною інтенсивністю при температурі ядер в плазмі біля  $10^8\text{K}$ . Але тритію в природі немає. Для відновлення тритію можна використовувати реакцію 5 (см. Табл.1) з участю ядер літію.

## 2. ТЕРМОЯДЕРНІ УСТАНОВКИ З УТРИМАННЯМ ПЛАЗМИ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

Для здійснення термоядерної реакції синтезу необхідно підігріти ядра до температури біля  $T_k=10^8\text{K}$ . При такій температурі речовина являє собою повністю іонізовану плазму, яка складається з ядер і електронів в однакових концентраціях.

### 2.1. Критерій Лоусона

В термоядерних енергетичних установках необхідно плазму підігріти до критичної температури  $T_k$ , щоб ініціювати реакцію синтезу (“підпалити” реакцію). Після цього реакція повинна підтримувати сама себе за рахунок виділення тепла. Якщо позначити через  $Q$  енергію, що виділяється при одній реакції (енергетичний вихід на одну реакцію), то з виразу (1.3) отримаємо інтенсивність енерговиділення (енергію, що виділяється за рахунок реакції синтезу, наприклад, реакції 2 в Табл.1) в одиниці об’єму за 1с):

$$P = \frac{1}{4} \sigma Q n^2 V, \quad (2.1)$$

де  $n$  - концентрація дейтронів у плазмі ( при реакції 2, Табл.1);  $\sigma$  - переріз даної реакції;  $V$  - теплова швидкість дейтронів.

З іншого боку, інтенсивність енергетичних втрат складає

$$P_b = \frac{W}{\tau}, \quad (2.2)$$

де  $W$  - накопичена в плазмі енергія;  $\tau$  - час, що характеризує втрати енергії (час утримування енергії). Якщо втратами на теплопровідність знехтувати, то  $\tau$  - час утримання частинок у плазмі. При цьому

$$W = 3nkT, \quad (2.3)$$

де враховано, що концентрація вільних електронів така ж, як і концентрація дейтронів. Тоді умова самопідтримування реакції  $P \geq P_b$  буде мати вигляд

$$n\tau \geq A = \frac{12kT}{Q\sigma V}. \quad (2.4)$$

Дана умова отримала назву **критерію Лоусона**. В нерівності Лоусона величина  $A$  складає  $A \approx 10^{16} \text{см}^{-3}\text{с}$  для чистого дейтерію;  $A \approx 2 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}\text{с}$  для суміші, що складається на 50% з дейтерію і на 50% з тритію. Величину  $A$  можна



зменшити майже в 10 разів, якщо нейтрони, які генеруються при термоядерному синтезі, використовувати для поділу урану.

На Сонці сильне гравітаційне поле зумовлює високу концентрацію  $n$  ядер та тривалий час  $\tau$  утримання (gravitational confinement) ядер, необхідні для підтримання реакції синтезу (fusion).

Враховуючи важливість проблеми керованого термоядерного синтезу (КТС), вчені намагаються розв'язати цю проблему різними шляхами. Основних варіантів два: а) створення плазми з тривалим часом життя (час утримання плазми  $\tau \approx 1c$ ) з відносно низькою густиною (концентрація  $n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) у великих об'ємах  $V \approx 100 \text{ м}^3$ , яка утримується за допомогою сильних магнітних полів  $B \approx 10T$ ); б) отримання плазми дуже великої густини з малим часом життя в маленьких об'ємах, яка утримується за рахунок інерції, а її нагрівання здійснюється короткими імпульсами лазерного випромінювання, прискореними електронами, чи важкими іонами.

## 2.2. Установки з утриманням плазми магнітним полем

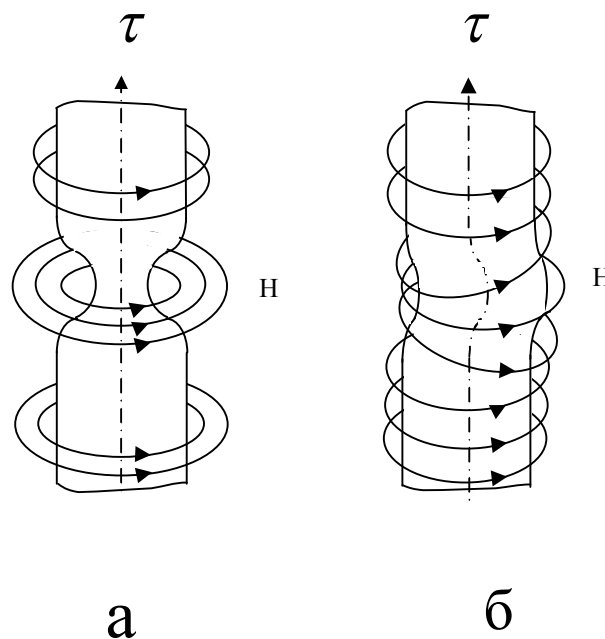


Рис. 1. Нестійкості плазмового шнура: а) – ефект самостискування шнура, що приводить до виникнення “перетяжок”; б) ефект перегину шнура [3].

Для нагрівання плазми в термоядерних установках використовується пропускання струму, а для утримання плазми у вакуумній камері - магнітне

поле. В перших установках використовувалось магнітне поле, яке утворюється при проходженні струму через плазму. Магнітне поле, що при цьому виникає, стискує плазмовий шнур. При цьому мають місце нестійкості: а) ефект самотискування шнура, що приводить до виникнення “перетяжок”, як показано на рис.1а; б) ефект перегину шнура (рис. 1б).

В сучасних установках для утримування плазми використовуються зовнішні магнітні поля. Схема установки ТОКАМАК (**Т**ороїдальна **К**амера із стабілізуючим **М**агнітним полем), створеної в Росії, показана на рис.2. В даній установці плазма знаходиться у вакуумній тороїдальній камері з зовнішнім діаметром біля 2м. Камера огинає залізний сердечник трансформатора. Камера з плазмою являє собою вторинний короткозамкнений виток трансформатора. На залізний сердечник намотана також первинна обмотка трансформатора. Трансформатор служить для генерування потужного змінного струму в плазмі.

Для стабілізації плазми використовується повздожне магнітне поле в

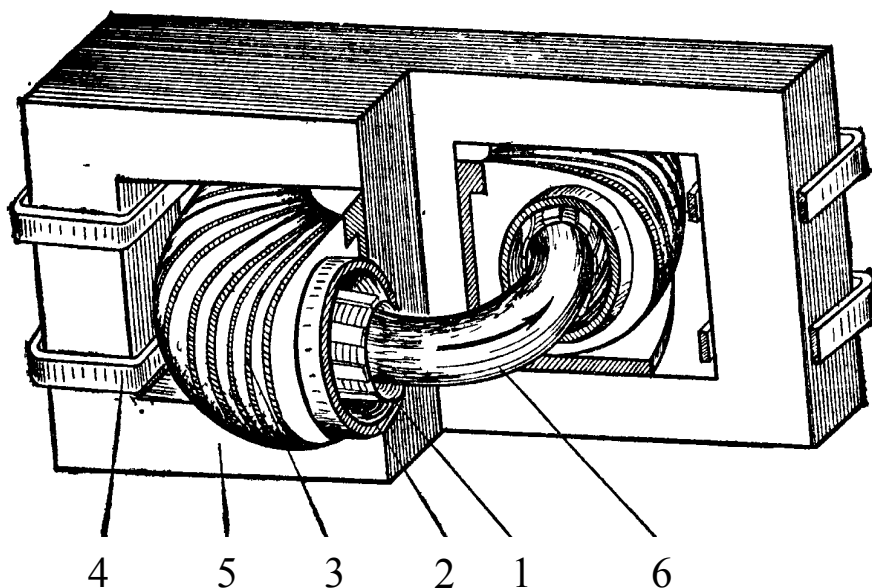


Рис. 2. Схема установки “Токамак”: 1 – внутрішня камера (лайнер); 2 – зовнішня мідна камера; 3 – обмотка, що створює магнітне поле вздовж тора; 4 – первинна обмотка трансформатора; 5 – залізний сердечник; 6 – виток плазми [3].

тороїді, яке генерується за рахунок струму в обмотці, намотаній на тор.

В установках “ТОКАМАК” існує неоднорідність магнітного поля вздовж радіуса тора, що зумовлює додаткову нестабільність плазми. Крім того,

стабільність плазми порушується при малих, біля 0,01% локальних неоднорідностях магнітного поля.

Для стабільності плазми необхідно виконання критерію Крускала-Шафранова

$$\frac{B_z}{B_t} > qR/a, \quad (2.5)$$

де  $B_z$  - індукція повздовжнього (зовнішнього) магнітного поля;  $B_t$  - величина поперечного (внутрішнього, на границі шнура) поля;  $R, a$  - великий і малий радіуси плазмового шнура;  $q$  - коефіцієнт, що називається запасом стійкості. Далі, параметри плазми сильно залежать від струму в плазмі, що теж веде до нестійкості плазми.

Для стабілізації плазми в останніх модифікаціях установок "ТОКАМАК" використовується ціла система витків з струмом для корекції просторового розподілу магнітного поля та для управління ним.

На рис. 3, взятому із [3], показані результати розвитку установок для термоядерного синтезу з магнітним утримуванням плазми за 1960 – 1970 рр. Це був час "холодної війни", час змагання між США і Росією за світову першість, в тому числі і в області керованого термоядерного синтезу. В США виконувались дослідження на установках "Стелларатор". Повздовжнє магнітне поле в тороїдальній камері таких установок створюється витками з струмом, намотаними на тор. Але магнітне поле біля внутрішньої стінки тора сильніше, ніж біля зовнішньої стінки. Це призводить до конвективної нестійкості плазми: плазма як діаманетик виштовхується в область більш слабкого магнітного поля. Для ліквідації цієї нестійкості на поверхню тороїда намотуються кілька пар провідників із зустрічним струмом. При деякому розміщенні та певних величинах струмів (див.[3], стор.19), конвективна нестабільність усувається.

В ході робіт виявилось, що термоядерні проекти дуже дорогі. Тоді були започатковані міжнародні проекти. В даний час проектується і будуються нові установки з магнітним утриманням плазми. Особливих успіхів досягнуто в системі ТОКАМАК.

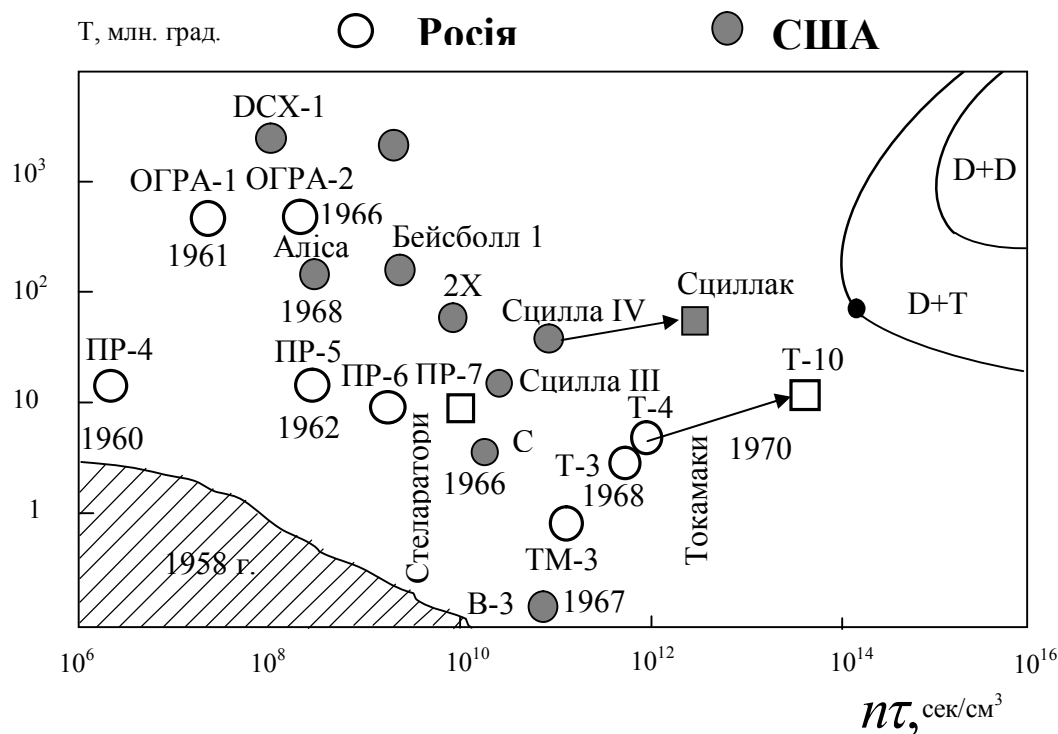


Рис. 3. Огляд результатів, отриманих на різних термоядерних установках, на площині  $n\tau - T$ . Заштрихована область у лівому нижньому куті відповідає результатам, отриманим до 1958 р. Точка з абсцисою  $10^4$  і ординатою  $10^2$  відповідає мінімальним умовам для запуску термоядерної реакції на суміші D + T. Квадратами відмічено установки, що будувалися [3].

### 2.3. Проект ITER

Уже кілька років розробляється міжнародний проект ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor). ITER – на латині – “шлях”. В програмі ITER беруть участь вчені та інженери із США, Канади, Європи, Японії та Росії.

ITER – це експериментальний реактор на базі концепції ТОКАМАК. Вся установка ITER буде включати ТОКАМАК, його систему живлення і контролю, а також комплекс необхідних “підтримуючих” установок і служб.

Програма ITER має за мету продемонструвати наукові та технологічні можливості в створенні термоядерних реакторів для мирних цілей. ITER має досягти помірного помноження потужності ( $Q \geq 10$ ), продемонструвати найбільш важливі технології для здійснення реакції термоядерного синтезу в системі (установці), яка дасть змогу проводити відповідні фізичні дослідження

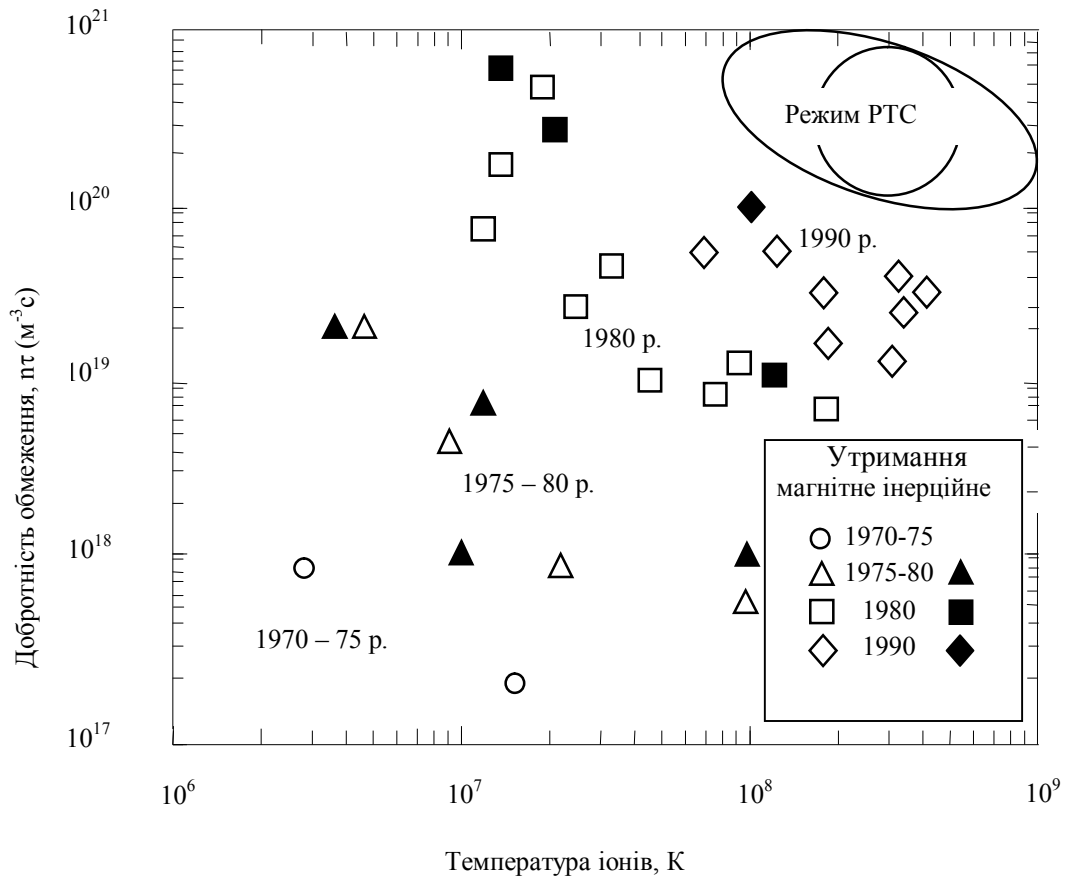


Рис. 4. Параметри плазми, одержані в установках з магнітним та інерційним утриманням.

та випробовувати технології, а також дослідити ключові елементи, необхідні для використання РТС як практичного джерела енергії.

ITER буде першою установкою КТС (керованого термоядерного синтезу) для отримання термічної енергії в об'ємі, необхідному для роботи електростанції.

В ITER буде використано надпровідникові котушки навкруг тороїдальної камери, які служать для утримання і контролю плазми. Лінійні розміри камери в ITER будуть в два рази більші, ніж в найбільшому із існуючих ТОКАМАКів.

Програма ITER коштує біля 10 млрд. доларів. Реактор планувалося побудувати до 2005 р. Однак зараз, коли конструювання в основному завершено, виникли фінансові труднощі. В даний час сумнівів у можливості

побудови реального термоядерного реактора уже немає. Але, внаслідок великої важливості проблеми, В. Л. Гінзбург[11] вважає, що її можна виключити із “списку” лише після того, як запрацює перший ефективний термоядерний реактор.

В 70-ті роки почав бурхливо розвиватися інший напрямок досліджень КТС, пов’язаний з інерційним утриманням плазми. На рис. 4 співставлено параметри плазми, одержані в установках з магнітним та інерційним утриманням.

Таблиця 2

Основні параметри установки ITER.

Параметри	Одиниці вимірювання	Величина
Розміри тороїда (великий радіус/малий радіус), А	м/м	6.2/2.0
Об’єм, V	м <sup>3</sup>	837
Поверхня	м <sup>2</sup>	678
Площа поперечного перерізу	м <sup>2</sup>	21.9
Магнітне поле на осі тороїда, В	Т	5.3
Струм в плазмі, I <sub>п</sub>	МА	15.0
Усереднена по об’єму густина електронів, $\langle n_e \rangle$	10 <sup>19</sup> м <sup>-3</sup>	10.14
Усереднена по об’єму іонна температура, $\langle T_i \rangle$	кеВ	8.1
Усереднена по об’єму електронна температура, $\langle T_e \rangle$	кеВ	8.9
Потужність $\alpha$ частинок	МВт	82
Потужність зовнішнього нагрівання	МВт	40
Потужність випромінювання	МВт	48
Потужність реакції синтезу	МВт	410
Коефіцієнт помноження енергії, Q		10
Енергетичний час утримання, $\tau_E$	с	3.7

### 3. МЕХАНІЗМИ ЛАЗЕРНОГО НАГРІВАННЯ ПЛАЗМИ

#### 3.1. Взаємодія лазерного випромінювання з вільними електронами

Розглянемо гіпотетичний акт поглинання фотона вільним електроном, схематично показаний на рис. 5а. При поглинанні електроном фотона повинні виконуватися закони збереження енергії та імпульсу:

$$E_2 = E_1 + h\nu, \quad (3.1)$$

де  $E_1, E_2$  - енергія електрона до і після взаємодії;  $h\nu$  - енергія фотона;

$$\vec{p}_2 = \vec{p}_1 + \vec{p}_\phi, \quad (3.2)$$

де  $\vec{p}_1, \vec{p}_2$  - імпульс електрона до і після взаємодії;  $\vec{p}_\phi$  - імпульс фотона.

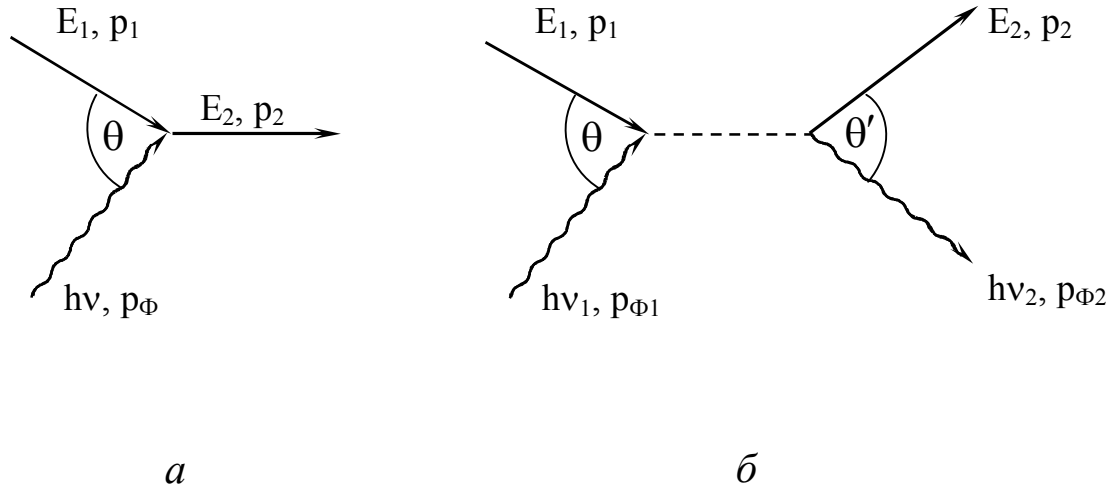


Рис. 5. Діаграми процесів поглинання (а) і розсіювання (б) фотона вільним електроном.

У нерелятивістському наближенні кінетична енергія електрона

$$E = p^2 / 2m_0, \quad (3.3)$$

де  $m_0$  - маса спокою електрона. Для фотона

$$h\nu = cp_\phi, \quad (3.4)$$

де  $c$  - швидкість світла;  $p_\phi$  - імпульс фотона. При однакових енергіях фотона і електрона відношення імпульсів

$$\frac{p_{\Phi}}{p_{ел}} = \left( \frac{h\nu}{2m_0c^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.5)$$

що при  $h\nu = 2,5eV$  ( $\lambda = 0,5\mu m$ ) дає  $p_{\Phi} / p_{ел} \sim 2 \cdot 10^{-3}$ . Тому при зіткненні електрона з фотоном не можуть одночасно виконуватися закони збереження енергії та імпульсу. Це означає, що поглинання фотона вільним електроном неможливе. У релятивістському розгляді цей висновок не змінюється.

Розглянемо тепер взаємодію електрона і фотона, зображену діаграмою на рис. 5б, тобто розсіювання фотона на електроні. При лобовому зіткненні, коли передача енергії максимальна, закон збереження енергії має вигляд

$$h\nu_1 + \frac{p_1^2}{2m_0} = h\nu_2 + \frac{p_2^2}{2m_0}, \quad (3.6)$$

де  $\nu_1, \nu_2$  – частоти фотона до і після взаємодії;  $p_1$  і  $p_2$  імпульс електрона до і після зіткнення. Закон збереження імпульсу виражається рівністю

$$p_1 - \frac{h\nu_1}{c} = p_2 + \frac{h\nu_2}{c}. \quad (3.7)$$

Позначивши

$$\Delta\nu \equiv \nu_2 - \nu_1 \quad (3.8)$$

і враховуючи  $V/c \ll 1$ ;  $h\nu \ll mc^2$ , отримаємо

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \cong 2 \left( \frac{V}{c} - \frac{h\nu}{mc^2} \right). \quad (3.9)$$

У цьому виразі, який є нерелятивістським аналогом формули, що описує ефект Комптона, перший доданок в дужках відповідає ефекту Доплера розсіяного фотона, а другий – ефекту віддачі, тобто передачі частини енергії електрону. При кімнатній температурі  $V/c \sim 10^{-4}$ ;  $h\nu/mc^2 \sim 10^{-6}$ . Тоді для  $h\nu \sim 1eV$  отримаємо  $\Delta(h\nu) \sim 10^{-4}eV$ . Таким чином, електрон отримує дуже незначну частину енергії фотона при розсіюванні останнього.



Для взаємодії електромагнітних полів високої інтенсивності з електронами користуються класичним наближенням. Другий закон Ньютона для електрона, що взаємодіє з електромагнітним полем, має вигляд

$$m_0 \frac{d^2 x}{dt^2} = e E_0 e^{i\omega t}, \quad (3.10)$$

де  $E_0$  – амплітуда електричного вектора;  $\omega$  – циклічна частота електромагнітного поля.

Із рішення даного рівняння можна отримати середню кінетичну енергію електрона

$$\bar{E}_k = \frac{m_0 \bar{V}^2}{2} = \frac{e^2}{4m_0 \omega^2} |E_0|^2, \quad (3.11)$$

де враховано, що  $\bar{V}^2 = \frac{1}{2} V_m^2$ .

Ця енергія надається електрону після “включення” електромагнітного поля і залишається далі незмінною.

При інтенсивності світла  $I = 1 \text{ ГВт/см}^2$ ,  $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ , маємо  $\bar{E}_k \approx 0,0025 \text{ eV}$ , що відповідає температурі  $T = 30 \text{ К}$ .

### 3.2. Поглинання електронами енергії лазерного випромінювання за рахунок зворотно-гальмівного ефекту

Електрон може отримувати енергію фотона, якщо є третя частинка, яка бере участь у взаємодії. Такою частинкою в плазмі може бути іон. Тоді, внаслідок того, що відношення мас електрона та іона

$$m_0 / m_i \ll 1, \quad (3.12)$$

іон отримує при зіткненні незначну частину енергії, але забезпечує зміну імпульсу електрона.

У класичному випадку, позначивши через  $\tau_e$  середній час між зіткненнями електрона з іонами, отримаємо густину ймовірності тривалостей  $t$  вільного пробігу

$$W(t) = \frac{1}{\tau_e} \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right). \quad (3.13)$$

Електрон між зіткненнями буде прискорюватися у відповідності до (3.10).

При розрахунках взаємодії електрона в плазмі з електромагнітним полем можна, замість зіткнень з іонами при тривалості вільного прольоту  $\tau_e$ , ввести “силу тертя”

$$F_T = -\frac{m}{\tau_e} V, \quad (3.14)$$

де  $V$  – швидкість електрона. Тоді для руху електрона можна записати

$$\frac{md^2x}{dt^2} = -eE_0 e^{i\omega t} - \frac{m}{\tau_e} \frac{dx}{dt}, \quad (3.15)$$

де вісь  $x$  направлена вздовж електричного вектора електромагнітної хвилі. При  $t \gg 2\pi\omega$  рішення даного рівняння має вигляд

$$x = x_0 e^{i\omega t}, \quad (3.16)$$

де  $x$  – зміщення електрона під дією поля. Амплітуда коливань буде

$$x_0 = \frac{eE_0}{m} \frac{\tau_e}{\omega(\omega\tau_e - i)}, \quad (3.17)$$

а швидкість складатиме

$$V = \frac{dx}{dt} = i \frac{eE_0}{m} \frac{\tau_e}{\omega\tau_e - i} e^{i\omega t}. \quad (3.18)$$

Із (3.18) видно, що, на відміну від випадку, коли немає зіткнень (тобто від випадку, коли  $\tau \rightarrow \infty$ ), зсув фази між швидкістю електрона і напруженістю електричного поля не дорівнює  $\pi/2$ . Це означає, що електрон постійно отримує енергію від електромагнітного поля.

Потужність “перекачування” енергії електрону від поля складає

$$P = |F_T V|, \quad (3.19)$$

де  $F_T$  – “сила тертя”, тобто

$$P = \frac{m}{\tau_e} \left| \frac{dx}{dt} \right|^2 = \frac{e^2 E_0^2}{2m} \frac{\tau_e}{1 + \omega^2 \tau_e^2}. \quad (3.20)$$

Слід відзначити, що у рівнянні (3.15) “сила тертя” враховує зміну імпульсу електрона при пружних зіткненнях з іонами. Але при таких зіткненнях зміна кінетичної енергії електрона незначна, оскільки  $m/M \ll 1$ , де  $M$  – маса іона.

### 3.3. Максимальна температура електронів у плазмі при лазерному розігріванні

Згідно з формулою (3.20), швидкість передачі енергії електронам від електромагнітного поля постійна при постійній величині  $\tau_e$  (при постійній частоті зіткнень з іонами). Але електрони передають енергію іонам і нейтральним атомам, а це обмежує максимальну температуру електронів. При пружному зіткненні електрона з іоном, що знаходиться у стані спокою, закон збереження імпульсу має вигляд

$$\vec{p}_i = -\Delta\vec{p}_e, \quad (3.21)$$

де  $\vec{p}_i$  – імпульс іона після зіткнення;  $\Delta\vec{p}_e$  – зміна імпульсу електрона. Тоді енергія, отримана іоном

$$\Delta E_i = \frac{p_i^2}{2M} = \frac{\Delta p_e^2}{2M} = \frac{2p_e^2(1 - \cos\Theta)}{2M}, \quad (3.22)$$

де  $M$  – маса іона ;  $\Theta$  – кут, на який відхиляється траєкторія електрона після зіткнення. З (3.22) випливає

$$\Delta E_i = 2 \frac{m}{M} (1 - \cos\Theta) E, \quad (3.23)$$

де  $E$  – кінетична енергія електрона до зіткнення. Приймавши  $\cos\Theta = 1$  (що відповідає моделі ”сильних” зіткнень), можна, з урахуванням формули (3.20), записати кінетичне рівняння для енергії електрона

$$\frac{dE}{dt} = \frac{e^2 E_0^2 \tau_e}{2m(1 + \omega^2 \tau_e^2)} - \frac{2m}{M} \frac{E}{\tau_e}. \quad (3.24)$$

Тоді в стаціонарному випадку максимальне значення енергії електрона складе

$$E_{max} = \frac{M}{m_0} \frac{e^2 E_0^2 \tau_e^2}{4m(1 + \omega_2 \tau_e^2)}. \quad (3.25)$$

При  $\omega\tau \gg 1$ , з урахуванням формули (3.11),

$$E_{max} \approx \frac{M}{m_0} \bar{E}_k, \quad (3.26)$$

де  $\bar{E}_k$  - середня енергія коливань вільного електрона в полі електромагнітної хвилі при відсутності зіткнень з іонами.

З (3.26) можна оцінити максимально досягну температуру електронів у плазмі при їх розігріванні електромагнітним випромінюванням інтенсивності  $I$  ( $Vm/cm^2$ ) і довжині хвилі  $\lambda_i$

$$kT_{max} = \frac{2}{3} E_{max} = \frac{M}{m_0} \frac{\lambda^2 r_{кл}}{6\pi c} I, \quad (3.27)$$

де  $r_{кл}$  - класичний радіус електрона

$$r_{кл} = \frac{e^2}{mc^2}. \quad (3.28)$$

Тоді, при  $I=1Vm/cm^2$ ;  $\lambda = 0,5mкм$ , отримаємо

$$E_{max} \approx 50eV; T_{max} \approx 0,7 \cdot 10^6 K.$$

### 3.4. Плазмові коливання

У відсутності зовнішнього електромагнітного поля в плазмі можуть спостерігатися коливання. Механізм власних коливань плазми такий: некомпенсований заряд електронів (при виникненні неоднорідностей концентрації) створює електричне поле. А це поле діє на електрони та іони. Внаслідок того, що маса іона  $M \gg m$ , де  $m$  - маса електрона, будемо враховувати лише рух електронів під дією поля. Для електрона можна записати другий закон Ньютона

$$m \frac{\partial V}{\partial t} = -eE, \quad (3.29)$$

де  $E$  – напруженість поля,  $V$ - дрейфова швидкість електрона. Під дією поля виникає струм густиною

$$j = -eVn, \quad (3.30)$$

де  $n$ - концентрація електронів. Тоді рівняння (3.29) перетвориться в

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \frac{e^2}{m} nE, \quad (3.31)$$

де враховано, що відхилення концентрації електронів від рівноважного значення

$$\Delta n \ll n. \quad (3.32)$$

Із рівняння (3.29) видно, що при розрахунках швидкості електрона не враховуються його зіткнення з іонами (електрон рухається, як вільна частинка). Тому таке наближення відповідає моделі плазми без співударів частинок.

Для густини заряду в плазмі можна записати рівняння неперервності, яке у одновимірному випадку має вигляд

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div} \vec{j} = -\frac{\partial j}{\partial x}. \quad (3.33)$$

Для використання формули (3.31) продиференціюємо по  $t$  ліву і праву частини рівняння (3.33)

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = -\frac{\partial^2 j}{\partial x \partial t}, \quad (3.34)$$

а також продиференціюємо по  $x$  ліву і праву частини рівняння (3.31)

$$\frac{\partial^2 j}{\partial t \partial x} = \frac{e^2}{m} \left( E \frac{\partial n}{\partial x} + n \frac{\partial E}{\partial x} \right). \quad (3.35)$$

З урахуванням (3.35) отримаємо з рівняння (3.34)

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = -\frac{e^2}{m} \left( E \frac{\partial n}{\partial x} + n \frac{\partial E}{\partial x} \right). \quad (3.36)$$

Величину  $\frac{\partial E}{\partial x}$  знайдемо з рівняння Пуассона, яке в одновимірному випадку має вигляд

$$\operatorname{div} \vec{E} = -\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon}, \quad (3.37)$$

де

$$\rho = -e \Delta n, \quad (3.38)$$

$\varepsilon_0$  - електрична стала;  $\varepsilon$  - діелектрична проникність плазми;  $\Delta n$  - відхилення концентрації електронів від рівноважного її значення. Тоді рівняння (3.36) буде мати вигляд

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = -\frac{e^2}{m} \left( E \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{en \Delta n}{\varepsilon_0 \varepsilon} \right). \quad (3.39)$$

Враховуючи співвідношення (3.36), отримаємо

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{e^2}{m} E \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{e^2 n}{\varepsilon_0 \varepsilon m} \rho. \quad (3.40)$$

При слабких полях, коли виконується нерівність (3.32), і для плавних залежностей  $\rho(x)$  першим членом у правій частині рівняння (3.40) можна знехтувати. Тоді з (3.40) отримаємо

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{e^2 n}{\varepsilon_0 \varepsilon m} \rho = 0. \quad (3.41)$$

Частковим рішенням рівняння (3.37) є гармонічні коливання:

$$\rho = \rho_0 e^{i\omega t}. \quad (3.42)$$

Підставивши вираз (3.42) у рівняння (3.41), отримаємо для частоти коливань

$$\omega = \omega_p \equiv \sqrt{\frac{e^2 n}{\varepsilon_0 \varepsilon m}}. \quad (3.43)$$

Таким чином, при слабких відхиленнях від однорідності і при незначній ролі зіткнень електронів з іонами, в плазмі можуть відбуватися коливання з частотою  $\omega_p$ , що визначається виразом (3.43). При цьому рівняння (3.41) для плазмових коливань можна записати у вигляді

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \omega_p^2 \rho = 0. \quad (3.44)$$

Величина  $\omega_p$ , що визначається формулою (3.43), називається плазмовою частотою (або електронною плазмовою частотою, або ж частотою ленгмюрівських плазмових коливань). При отриманні виразу (3.43) для  $\omega_p$  враховано лише рух електронів, а іони вважаються нерухомими.

Поняття про плазмову частоту широко застосовується у фізиці плазми, зокрема, при розгляді взаємодії електромагнітного випромінювання з плазмою.

### 3.5. Поглинання електромагнітних хвиль у плазмі

Із рішення рівнянь Максвелла можна отримати коефіцієнт поглинання електромагнітних хвиль у плазмі. З рівнянь Максвелла впливає хвильове рівняння для електричного вектора, яке у одновимірному випадку має вигляд

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{c^2}{\varepsilon} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} = 0, \quad (3.45)$$

де  $c$  – швидкість світла у вакуумі,  $\varepsilon$  - (відносна) діелектрична проникність речовини, у якій поширюється хвиля.

Діелектрична проникність, як відомо, пов'язує вектори індукції  $\vec{D}$  та напруженості  $\vec{E}$  електричного поля:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{p}, \quad (3.46)$$

де  $\varepsilon_0$  - електрична стала;  $\vec{p}$  - вектор поляризованості речовини. Вектор  $\vec{p}$  чисельно дорівнює дипольному моменту одиниці об'єму речовини, що знаходиться у електричному полі, тобто, без врахування зміщення іонів (при  $m/M \ll 1$ ),

$$p(t) = -ex(t)n, \quad (3.47)$$

де  $x(t)$  - зміщення електрона під дією електромагнітного поля,  $n$  - концентрація електронів у плазмі. Врахувавши вирази (3.16) та (3.17) для зміщення електронів під дією поля, отримаємо

$$p(t) = \frac{e^2 \tau_e^2 n}{m} \frac{1}{\omega(i - \omega \tau_e)} \mathbb{E} e^{i\omega t}. \quad (3.48)$$

Із рівнянь (3.46) та (3.48) отримаємо для діелектричної проникності плазми

$$\varepsilon = 1 + \frac{e^2 \tau_e n}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{\omega(i - \omega \tau_e)}. \quad (3.49)$$

Показник заломлення  $n_r$  речовини визначається рівністю

$$n_r^2 = \varepsilon. \quad (3.50)$$

З формул (3.49) і (3.50) видно, що, внаслідок поглинання електромагнітних хвиль, показник заломлення є комплексна величина:

$$n_r = n_1 - i n_2. \quad (3.51)$$

З (3.49) – (3.51) отримаємо:

$$n_1^2 - n_2^2 = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau_e^2}{1 + \omega^2 \tau_e^2}; \quad (3.52)$$

$$2n_1 n_2 = \frac{\omega_p^2 \tau_e^2}{\omega(1 + \omega^2 \tau_e^2)}, \quad (3.53)$$

де  $\omega_p$  – плазмова частота, що визначається як

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n}{\varepsilon_0 m}}. \quad (3.54)$$

Для оптичного випромінювання має місце

$$\omega \tau_e \gg 1, \quad (3.55)$$



і вирази (3.52) та (3.53) спрощуються до

$$n_1^2 - n_2^2 \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (3.56)$$

$$2n_1 n_2 \approx \frac{1}{\omega\tau_e} \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (3.57)$$

Із формули (3.57) видно, що, при виконанні нерівності (3.55),

$$2n_1 n_2 \ll \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (3.58)$$

тобто, при величинах  $\omega$  і  $\omega_p$  одного порядку,

$$n_1 n_2 \ll 1. \quad (3.59)$$

А це означає, що при  $n_1 > n_2$  виконується

$$n_1 \gg n_2, \quad (3.60)$$

а при  $n_2 > n_1$  маємо

$$n_2 \gg n_1, \quad (3.61)$$

Тому при

$$\omega > \omega_p \quad (3.62)$$

з (3.56) маємо

$$n_1 \approx \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad (3.63)$$

$$n_2 \approx \frac{1}{2\omega\tau_e} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}}. \quad (3.64)$$

При

$$\omega < \omega_p, \quad (3.65)$$

враховуючи (3.61), одержимо

$$n_2 = \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1}; \quad (3.66)$$

$$n_1 = \frac{1}{2\omega\tau_e} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{\sqrt{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1}}. \quad (3.67)$$

Коефіцієнт відбивання світла на границі вакуум – плазма визначається виразом

$$r = \left| \frac{n - 1}{n + 1} \right|^2. \quad (3.68)$$

У випадку  $\omega > \omega_p$ , внаслідок нерівності (3.60), отримаємо

$$r \approx \left| \frac{n_1 - 1}{n_1 + 1} \right|^2. \quad (3.69)$$

Для випадку  $\omega < \omega_p$ , що веде до нерівності (3.61), будемо мати

$$r \approx \left| \frac{1 + in_2}{1 - in_2} \right|^2 \approx 1. \quad (3.70)$$

Таким чином, ми бачимо, що при частоті  $\omega > \omega_p$  електромагнітне випромінювання проникає всередину плазми і нагріває її, а при  $\omega < \omega_p$  відбивається, тобто не проникає всередину плазми.

Для визначення коефіцієнта поглинання світла плазмою при  $\omega > \omega_p$  розглянемо поширення в плазмі плоскої монохроматичної електромагнітної хвилі, для якої

$$E(x, t) = E_0 \exp[i(\omega t - kx)], \quad (3.71)$$

де

$$k = \frac{\omega n_r}{c}, \quad (3.72)$$

$n_r$  - коефіцієнт заломлення. Використавши вираз (3.51) для коефіцієнта заломлення, отримаємо:

$$E(x, t) = E_0 \exp[i(\omega t - k_r x)] \cdot \exp\left(-\frac{\omega}{c} n_2 x\right), \quad (3.73)$$

де  $k_r$  - дійсна частина хвильового вектора. З (3.73) видно, що в однорідній плазмі інтенсивність світла експоненціально згасає з відстанню вздовж променя, тобто потік фотонів

$$L = L_0 \exp(-\alpha x), \quad (3.74)$$

де коефіцієнт поглинання

$$\alpha = \frac{2\omega}{c} n_2. \quad (3.75)$$

При  $\omega > \omega_p$ , враховуючи вираз (3.64), отримаємо

$$\alpha \approx \frac{1}{c\tau_e} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}}. \quad (3.76)$$

При  $\omega < \omega_p$  з (3.66) отримаємо

$$\alpha \approx \frac{4\pi}{\lambda}, \quad (3.77)$$

тобто світло проникає у плазму на дуже малу відстань

$$\Delta x \approx \frac{1}{\alpha} \approx \frac{\lambda}{4\pi}, \quad (3.78)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі.

### 3.6. Особливості лазерного нагрівання неоднорідної плазми

Плазма, яка створюється при лазерному опроміненні мішені, різко неоднорідна. Для описання поширення світла з частотою  $\omega$  в неоднорідній плазмі вводять поняття про критичну густину плазми (критичну концентрацію вільних зарядів у плазмі

$$n_k = \frac{\varepsilon_0 m \omega^2}{e^2}, \quad (3.79)$$

де  $\varepsilon_0$  – електрична стала;  $m$  – маса електрона;  $e$  – заряд електрона. Співставлення виразів (3.79) і (3.54) свідчить, що, при заданій частоті падаючого електромагнітного випромінювання, **критична густина** плазми – це така концентрація вільних зарядів у плазмі, при якій її **плазмова частота**  $\omega_p$  **збігається з частотою**  $\omega$ .

На периферії мішені концентрація електронів у плазмі

$$n < n_k, \quad (3.80)$$

тобто виконується нерівність (3.62), і для складових коефіцієнта заломлення, що визначаються виразами (3.51), (3.63), (3.64), отримаємо

$$n_1 \approx \sqrt{1 - \frac{n}{n_k}}; \quad (3.81)$$

$$n_2 \approx \frac{1}{2\omega\tau_e} \frac{n}{n_k} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n}{n_k}}}. \quad (3.82)$$

При цьому з (3.76) одержимо для коефіцієнта поглинання

$$\alpha \approx \frac{1}{c\tau_e} \frac{n}{n_k} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n}{n_k}}}. \quad (3.83)$$

Для поглинання лазерного випромінювання в неоднорідній плазмі вводиться величина  $\alpha_k$ , яка не залежить від густини плазми [1]:

$$\alpha_k = \frac{1}{c\tau_e} \approx \frac{9}{8c} \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{Ze^4 n_k}{(kT)^{3/2}}. \quad (3.84)$$

Із виразу (3.83) видно, що при зростанні густини плазми (концентрації електронів  $n$ ) коефіцієнт поглинання зростає. Коли  $n$  наближається до  $n_k$ , коефіцієнт поглинання прямує до нескінченності. В цьому полягає фізичний зміст поняття критичної густини плазми  $n_k$ .

Найбільший внесок в поглинання світла дає шар плазми товщиною  $l_k = 1/\alpha_k$ . Світло, що проникає до шару з критичною густиною, відбивається. Із (3.79) видно, що для кожного значення частоти електромагнітного випромінювання є своє значення критичної густини плазми.

З виразів (3.83) і (3.84) видно також, що коефіцієнт поглинання різко зменшується при підвищенні температури плазми.

В гарячій плазмі, при скісному падінні електромагнітної хвилі, найбільш важливим є резонансне поглинання, пов'язане з генерацією повздовжніх (ленгмюрівських) плазмових коливань. При скісному падінні світла на неоднорідну плазму, коли електричний вектор  $\vec{E}$  лежить у площині падіння, є повздовжня складова електричного вектора (направлена вздовж градієнта густини плазми).

$$E_l = E \sin \varphi, \quad (3.85)$$

де  $\varphi$  – кут падіння променя. За рахунок цієї компоненти електричного вектора генеруються повздовжні плазмові коливання, що поширюються вздовж градієнта концентрації. При досягненні критичного шару, де густина плазми досягає її критичного значення, дані хвилі сильно поглинаються. Це зумовлює передачу енергії: світловий пучок  $\rightarrow$  плазмові коливання  $\rightarrow$  тепловий рух електронів та іонів.

Розрахунки (див. [1], стор.87) показують, що існує оптимальний кут падіння лазерного променя

$$\sin \varphi_0 \approx 0,8(c/\omega R)^{1/3}, \quad (3.86)$$

де  $R$  – радіус мішені. При менших кутах падіння буде малою повздовжня компонента електричного вектора. При кутах падіння  $\varphi > \varphi_0$  світло буде відбиватися від шарів, що знаходяться далеко від критичного шару.

Резонансна взаємодія лазерного пучка з плазмою (пов'язана з генерацією плазмових коливань) в оптимальному випадку (при оптимальному значенні кута падіння) приводить до поглинання приблизно 50% енергії пучка. Але при даному механізмі поглинання, на відміну від зворотно-гальмівного поглинання,

немає обмежень на максимальну температуру плазми і немає ефекту просвітлення плазми при її нагріванні. Резонансне поглинання є основним механізмом поглинання лазерного випромінювання “гарячою” плазмою (розігрітою, наприклад, за рахунок зворотно-гальмівного поглинання до температури  $T \sim 10^6 \text{K}$ ).

Відбивання лазерного випромінювання від мішені відбувається також за іншими механізмами [1]:

а) внаслідок вимушеного розсіювання Мандельштама–Бріллюена (обумовленого взаємодією електромагнітних хвиль з іонно-звуковими хвилями);

б) за рахунок вимушеного комбінаційного розсіювання, обумовленого взаємодією електромагнітних хвиль з електронними хвилями.

## 4. ЛАЗЕРНИЙ ТЕРМОЯДЕРНИЙ СИНТЕЗ

Реакція синтезу при інерційному утриманні (inertial confinement fusion ICF) забезпечується інерцією ядерного пального, яка дає можливість створити необхідні умови (температуру і тиск) для даної реакції.

Основні ідеї лазерного термоядерного синтезу (ЛТС) були сформульовані і обгрунтовані на початку 60-х років Басовим і Крохіним в Росії [8] та Ніколсом [9] в США. Перші термоядерні нейтрони в експериментах з ЛТС були зареєстровані в 1972 р. в ФІАН в Москві [10].

Капсула з ядерним паливом, так звана мішень, “загоряється”, тобто в ній починається ланцюгова реакція термоядерного синтезу, коли нагрівання всередині капсули (обумовлене енергією продуктів реакцій) перевищує енергію, передану капсулі від зовнішніх джерел. Механізм, який забезпечує підведення енергії до капсули, називається драйвером (driver). В США, в проєкті NIF (National Ignition Facility), використовується лазерний драйвер.

В промислових установках з ІТС (інерційного термоядерного синтезу), можливо, буде використовуватися прискорювач важких іонів (heavy-ion accelerator).

Коли енергія, що вивільнюється в результаті РТС (реакції термоядерного синтезу) в мішені, переважає енергію, що підводиться від зовнішніх джерел, досягається вигреш енергії (energy gain). Результуюча енергія, що отримується від РТС, при цьому в багато разів перевищує енергію, підведену для ініціювання процесу.

При прямому збудженні (direct – drive) мішень для ІТС являє собою сферичну капсулу, що містить в собі ядерне паливо – звичайно суміш дейтерію і тритію, на яку безпосередньо подається енергія лазерного променя або іонного пучка.

При непрямому збудженні (indirect – drive) капсула з паливом поміщається всередині контейнера (hohlraum) – малого, тонкостінного циліндра, виготовленого з матеріалу з великим атомним номером, такого як золото чи свинець. Контейнер використовується для перетворення енергії драйвера (лазерного променя) в енергію рентгенівських променів, які, в свою чергу, стискають капсулу з паливом.

В майбутніх електростанціях, що використовуватимуть ІТС, енергія періодичних імпульсів ІТС повинна передаватися у вигляді тепла охолоджувачам, що оточують мішень. Енергія нагрітого охолоджувача потім буде або перетворюватися в електричну енергію, або ж, шляхом електролізу води, використовуватися для генерації водню як пального.

У результаті ядерної реакції утворюються заряджені частинки і нейтрони. Кінетична енергія теплового руху заряджених частинок унаслідок великих перерізів взаємодії може бути перетворена в електричну енергію з коефіцієнтом ефективності, близьким до одиниці. Нейтрони, що не мають електричного

заряду, мають значно більшу проникаючу здатність, що утруднює перетворення їхньої кінетичної енергії. Для нейтронів оціночне значення коефіцієнта перетворення наближається до 1/3.

Досягнення ІТС при лазерному збудженні очікується приблизно в 2005 р.

#### 4.1. ІТС з прямим збудженням

В установках з прямим збудженням для лазерного термоядерного синтезу на кульку дейтерійо–тритійової суміші діаметром 0,1–1мм одночасно

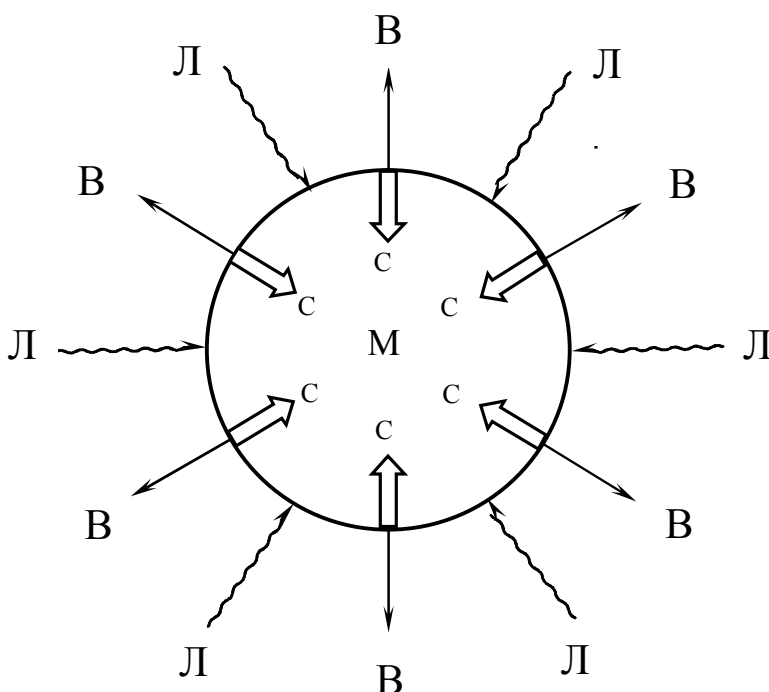


Рис. 6. Процеси при симетричному опроміненні сферичної мішені (М) лазерним випромінюванням (Л). Лазерне випромінювання поглинається, внаслідок чого зовнішня частина мішені випаровується (В), що веде до стискання (С) ядра мішені [2].

направляються з різних сторін, сферично симетрично, імпульси від багатьох (десятків і навіть сотень) лазерів, як показано на рис. 6.

Для здійснення самопідтримуваної реакції ЛТС, як і в інших випадках, необхідно виконання критерію Лоусона

$$n\tau \geq A, \quad (4.1)$$



де  $A = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}$  у випадку реакції 3 (див. Табл.1); при цьому температура плазми повинна складати  $T \geq 10^8 \text{ К}$ .

У випадку ЛТС енергія, що виділяється при реакції синтезу в мішені радіуса  $R$ , складає

$$W_c = \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{n^2}{4} \sigma V Q \tau, \quad (4.2)$$

де  $n$  – концентрація ядер  $D$  і  $T$ ;  $\sigma$  – переріз реакції термоядерного синтезу (РТС);  $V$  – теплова швидкість іонів;  $Q$  – енергія, що виділяється при одному акті РТС;  $\tau$  – час утримування плазми. На нагрівання плазми затрачується енергія

$$W_{HC} = \beta W_c, \quad (4.3)$$

де коефіцієнт  $\beta$  характеризує тепловіддачу від мішені в навколишній простір.

Нехай на мішень падає лазерне випромінювання з енергією в імпульсі  $W_L$ ; тоді на нагрівання мішені затрачується енергія випромінювання

$$W_{HL} = \gamma W_L, \quad (4.4)$$

де коефіцієнт  $\gamma$  характеризує ефективність лазерного нагрівання мішені. Мішень треба нагріти до температури  $T$ , так що

$$W_{HL} = \frac{4}{3} \pi R^3 3nkT. \quad (4.5)$$

Для ЛТС вводять коефіцієнт розмноження

$$M = \frac{W_{HC}}{W_{HL}}, \quad (4.6)$$

звідки видно, що даний коефіцієнт – це відношення енергії, що отримує мішень від РТС, до енергії, затраченої на нагрівання мішені лазерним випромінюванням.

**Час утримання плазми**  $\tau$  у випадку ЛТС визначається як час розлітання мішені радіуса  $R$  зі швидкістю потоку плазми  $c_p$ , тобто

$$\tau \approx R / c_p. \quad (4.7)$$

Із формул (4.2) – (4.7) видно, що для отримання значення коефіцієнта розмноження  $M$  необхідно виконання умови для радіуса мішені

$$R \geq R_{\min} = \frac{M}{\beta} \frac{12kTc_p}{\sigma V Q n}, \quad (4.8)$$

а також умови для енергії лазерного імпульсу

$$W_{\text{Л}} \geq \frac{W_{\text{НЛ}}}{\gamma} = \frac{4\pi}{\gamma} \left( \frac{M}{\beta} \right)^3 \left( \frac{12kTc_p}{\sigma V Q n} \right)^3 \cdot nkT. \quad (4.9)$$

Необхідну величину енергії лазерного імпульсу звідси можна оцінити[1] як

$$W_{\text{Л}} \geq 1,6 \cdot 10^6 \frac{M^3}{\gamma \beta^3 v^2}, \quad (4.10)$$

де  $v$  – коефіцієнт стискування мішені, тобто

$$v = n / n_p, \quad (4.11)$$

де  $n_p$  – концентрація атомів у рідкій суміші  $D - T$ , причому  $n_p = 4,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . При  $M = 1$ ,  $\beta = \gamma = 1$ ,  $v = 1$  отримаємо  $W_{\text{Л}} \geq 1,6 \text{ МДж}$ . Для отримання коефіцієнта розмноження  $M = 10$  потрібна енергія в 1000 разів більша, ніж для  $M = 1$ . Отримати таку енергію лазерного імпульсу нереально. Із формули (4.10) випливає, що необхідна енергія лазерного імпульсу  $W_{\text{Л}}$  може бути меншою, якщо коефіцієнт стискування

$$v \gg 1. \quad (4.12)$$

Наприклад, при тій же енергії лазерного випромінювання  $W_{\text{Л}} = 1,6 \text{ МДж}$  можна досягти значення  $M = 10$  при  $v \approx 30$ .

Таким чином, для отримання **енергетично** вигідної реакції ЛТС, необхідно виконання таких умов: а) необхідно створити сферичну мішень із суміші  $D_2 + H_2$  достатньо великого радіуса, що визначається формулою (4.8); б) забезпечити адіабатичне стискання мішені до необхідного значення коефіцієнта стискання  $v$  (порядку 1000); в) підігріти плазму до необхідної температури  $T \geq 10^8 \text{ К}$ , для чого необхідна енергія лазерного випромінювання, що визначається формулою (4.9).

## 4.2. Установки з прямим збудженням для ЛТС

В установках з прямим збудженням для лазерного термоядерного синтезу (ЛТС), у відповідності до умов, сформульованих у попередньому підрозділі, передбачається різке стискання плазми мішені та її розігрівання до високих температур.

Можна виділити два основних напрямки робіт, направлених на стискування речовини мішені [2]. Для кожного з напрямків характерна своя структура мішені, інтенсивність і тривалість лазерних імпульсів.

Перший метод (режим “поршня, що вибухає”) використовує вибухове стискування дейтерійово – тритійової суміші. Мішень являє собою дану суміш, що знаходиться в тонкій сферичній оболонці (що складається з кількох шарів; у найпростішому випадку – в тонкій скляній оболонці). Імпульс світла високої інтенсивності (понад  $10^{15} \text{ Вт/см}^2$ ) і малої тривалості (до 100пс) поглинається в тонкому шарі (біля 1мкм) оболонки. Поглинання світла відбувається так швидко, що оболонка вибухає, і за рахунок цього вибуху стискається  $D - T$  суміш.

Другий метод (див. [2]) більш поширений, використовує абляційне (за рахунок випаровування основного матеріалу) стискування мішені. При цьому використовуються менші інтенсивності світла ( до  $10^{15} \text{ Вт/см}^2$ ) в більш тривалих імпульсах (понад 1нс). Під дією лазерного випромінювання матеріал мішені (або спеціальної оболонки – аблятора) випаровується, плазма розлітається радіально, створюючи реактивну силу, що підвищує тиск у речовині мішені до  $\sim 10^{12}$  атм. В даний час за допомогою цього методу досягнуто стискання мішені в 1000 разів. На рис. 6 [2] показано розподіл густини речовини та температури  $D - T$  мішені при лазерному опроміненні.

Попередньо мішень нагрівається пучком гарячих електронів (8), що проникають на глибину порядку  $\lambda_e$ . Далі, під дією лазерного випромінювання (5) відбувається випаровування речовини (3) і утворення плазми. В приповерхневому шарі плазми (10) відбувається її нагрівання випромінюванням за рахунок зворотно – гальмівного ефекту. Лазерне випромінювання проникає до шару плазми критичної густини, частково відбивається (7), а частково генерує повздовжні коливання плазми (4). Під дією реактивної сили створюється ударна хвиля (1), яка стискає речовину мішені.

Максимальна густина речовини досягається при  $x < 0$ , тобто всередині мішені, а максимальна температура в плазмі – при  $x > 0$ .

За останні десятиріччя створено потужні установки для вивчення процесів, що ведуть до ЛТС, в Росії, США, Японії, Англії, Німеччині та в інших країнах (див. табл. 3).

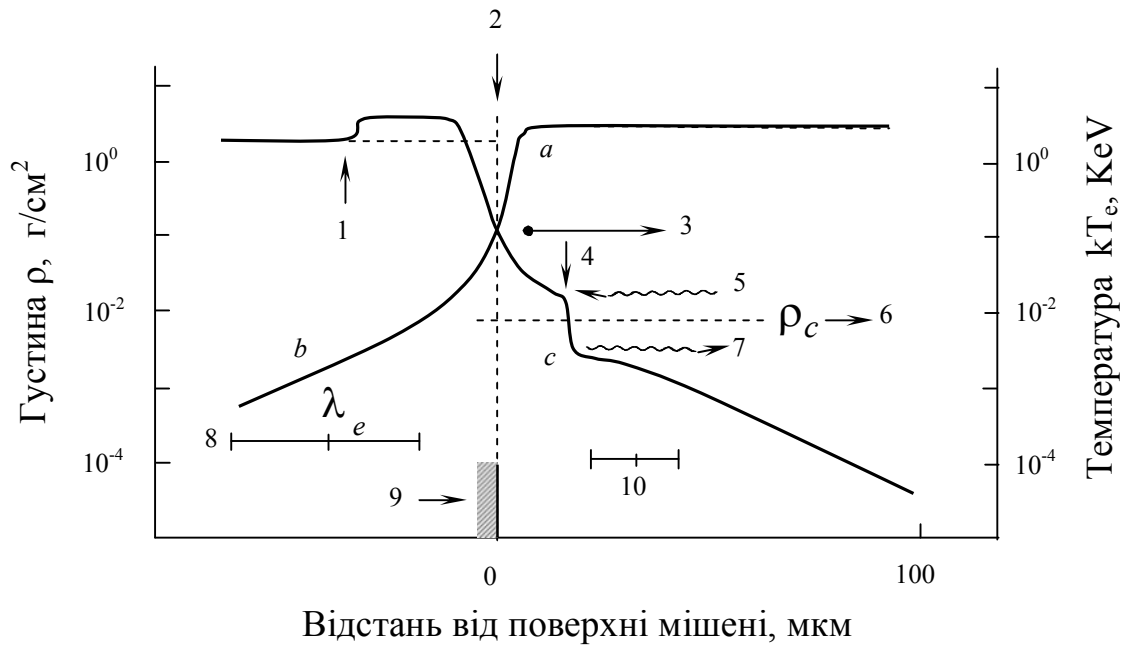


Рис. 6. Схематичне зображення процесів у лазерній плазмі [2]: 1 – фронт ударної хвилі; 2 – фронт виділення тепла; 3 – абляційний потік; 4 – плазмові хвилі; 5 – лазерне випромінювання; 6 –  $\rho_c$  критична густина плазми; 7 – відбиття; 8 – попереднє нагрівання гарячими електронами; 9 – початкове положення поверхні мішені; 10 – зворотно-гальмівне поглинання.

Таблиця 3

## Параметри ряду великих установок лазерного термоядерного синтезу

Установка (назва/ місце знаходження)	Потужність, ТВт	Енергія, кДж	Тривалість імпульсу, нс	Довжина хвилі, мкм	Особливості, примітки
Nova (Лівермор/США)	100	100	0,1 – 3,0	1,06 0,53	200-300 г/см <sup>3</sup>
Zeus (Лівермор/США)	-	10 000	10	1,06	Компресія (1990)
Omega (Рочестер/США)	15	4	0,03-1,0	1,06 0,53 0,35	10 <sup>10</sup> нейтр.
Gekko (Осака/Японія)	40	20	0,1 – 1,0	1,06 0,53	10-100 г/см <sup>3</sup> Компресія
“Дельфін” (Москва)	33	10	0,2 – 3,0	1,06	
Vulkan (Резерфорд/Англія)	3,6	1,2	0,1 – 1,0	1,06	
Ostal (Політехнічна школа/Франція)	2	1	0,1 – 1,0	1,06	
Asterix IV (Гархінг/ФРН)	-	2	0,3 – 12	1,315 0,658 0,438	
Antares I (Лос-Аламос/США)	40	40	1	10,6	20 г/см <sup>3</sup> , компресія (1983р.)
Lekko VIII (Осака/Японія)	10	10	1	10,6	

Наприклад, в Росії установка “Дельфін” має на виході 216 лазерних пучків від неодимових лазерів ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ). Сумарна енергія складає 10 Кдж, тривалість імпульсу 2 нс. Випромінювання фокусується на мішень діаметром 0,3 – 1,5 мм. Американська система “NOVA” має 10 підсилювальних каналів, що дають енергію імпульсу в наносекундному діапазоні.

Лазери на основі молекул  $\text{CO}_2$  застосовуються в японській системі “Lekko” ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ). Сумарна енергія в імпульсі складає 10 Кдж при тривалості імпульсу 1нс. Параметри установок для ЛТС, наведені в Табл. 3, поки що недостатні для ініціювання ЛТС з вирашем енергії.

#### 4.3. Установки з непрямым збудженням ІТС

В установках з непрямым збудженням (indirect – drive) капсула з ядерним паливом ( $D - T$  сумішшю) поміщається всередині контейнера (hohlraum) – малого, тонкостінного циліндра, виготовленого з матеріалу з великим атомним



Рис. 7. Схема дії установки з непрямым збудженням термоядерної реакції. Внизу показана 10-ценова монета США [13].

номером, такого як золото чи свинець. Контейнер використовується для перетворення енергії драйвера (лазерного променя) в енергію рентгенівських

променів, які, в свою чергу, стискають капсулу з ядерним паливом і нагрівають паливо.

На рис. 7 схематично показана будова установки для непрямого збудження ІТС. В циліндричному контейнері (показаному напівпрозорим) знаходиться кулька – мішень. Конусами, що сходяться на торцях циліндра, показані лазерні промені. Всі промені фокусуються на внутрішній поверхні циліндра поблизу його торців. “Плями” від лазерних променів взаємодіють з внутрішньою стінкою контейнера. Матеріал з великим атомним номером нагрівається, іонізується і генерує рентгенівські промені. При цьому плазма гідродинамічно рухається, заповнюючи об’єм контейнера. Під дією рентгенівських променів, що поглинаються в плазмі, відбувається стискання і розігрівання плазми.

В США успішно розробляється проект “National Ignition Facility”, який включає такі напрямки роботи: а) фізика і техніка потужних імпульсних лазерних систем; б) фізика взаємодії лазерного випромінювання з речовиною. Для експериментів використовується, наприклад, 3-променева лазерна система Trident, на основі неодимового скла з подвоєнням частоти, що дає імпульси світла з довжиною хвилі 527нм тривалістю 0,1 – 2,0нс, з енергією в імпульсі 100 – 500Дж, з тривалістю паузи між імпульсами 45хв; в) динаміка плазми в циліндричному контейнері (hohlraum); г) фізика стискання і нагрівання сферичної капсули з ядерним паливом; д) фізика і технологія виготовлення мішеней з ядерним паливом. Досягнення “підпалення” ядерного пального (отримання коефіцієнта розмноження  $M=1$ ) в цій програмі очікується в 2005 р.

#### 4.4. Досягнення і перспективи ІТС

Для досягнення стану, коли енергія, що виділяється при ІТС, дорівнює енергії лазерного випромінювання ( тобто,  $M=1$ ), потрібно виділення приблизно  $10^{16}$  нейтронів. Установки “NOVA” та інші дають  $10^{13}$  нейтронів. За розрахунками, для промислового використання ІТС значення коефіцієнта розмноження повинно складати  $M \sim 60-70$  при к.к.д. лазерів 10 – 20%. В даний час к.к.д. імпульсних потужних лазерів складає кілька процентів. Деталі лазерів (стержні, дзеркала) повинні витримувати близько  $10^8$  імпульсів, що на кілька порядків величини більше, ніж досягнуто в даний час.

Існуючі лазерні драйвери для інерційноготермоядерного синтезу генерують випромінювання в інфрачервоній області спектра. Найбільше широко використовуються лазери на неодимовому склі, що випромінюють на довжині хвилі  $\lambda = 1,06\mu\text{м}$ . Їх накачування відбувається за допомогою імпульсних ламп. Поки що енергія таких лазерів обмежена значенням 1000Дж на один пучок. В даний час працюють уже декілька великих багатопучкових лазерних систем на основі неодимового скла з потужністю 10ТВт і більше.

Для досягнення більш високих ефективностей драйвера і швидкості повторення лазерних імпульсів пропонується використовувати газові лазери.

Значні зусилля затрачені на розробку лазерів на основі діоксиду вуглецю  $\text{CO}_2$ , що генерують випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм. Інтерес являють також йодний лазер із довжиною хвилі 1,315 мкм і хімічний лазер на основі фтористого водню  $\text{HF}$  із довжиною хвилі 2,7 мкм, що мають високу енергетичну ефективність. Проте жодний із цих лазерів поки що не задовольняє усім вимогам до лазерних драйверів для ЛТС: енергія 1-5 МДж, ефективність перетворення енергії  $>1\%$ , тривалість імпульсу 1-10 нс, частота повторення імпульсів 1-10 Гц.

Дослідження з проблеми ЛТС спонукали розробку нових методів діагностики гарячої плазми в пікосекундному діапазоні тривалостей. Крім того, “побічні” результати проведених робіт дали можливість отримати плазму з високими характеристиками для інших застосувань:

- а) для потужних точкових джерел рентгенівського випромінювання у діапазоні кілоелектрон-вольт з виходом до 10%;
- б) для рентгенівських лазерів з активною речовиною – плазмою, що створюється лазерним випромінюванням;
- в) для джерел високозаряджених іонів (до  $Z \approx 40$ );
- г) для отримання надвисоких тисків (до  $3 \cdot 10^{14}$  Па);
- д) прискорення макрочастинок (масою біля 1 г) до швидкості біля 100 км/с за час у декілька наносекунд та ін.

Роботи над проблемою ЛТС виконують стимулюючу роль у розвитку багатьох областей науки і техніки, мобілізуючи сили вчених теоретиків і експериментаторів та забезпечуючи необхідні капіталовкладення.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения. – М.: Наука, 1991. –312 с. (стр64 – 92) (см. к гл.II ссылки [2,5]).
2. Справочник по лазерной технике / Пер. с немецкого. Под ред. А.П.Напартович. - М.: Энергоатомиздат, 1991.- 544 с. (стр.279 – 285).
3. Дёмин В.Ф., Попков Г.Н. Успехи и перспективы термоядерных исследований.- М.: “Знание”, 1973.- 64 с.
4. Гинзбург В.Л. О физике и астрофизике. М.: Наука, 1980. –156 с. (стр.17 – 23).
5. Новожилов Ю.В., Янина Ю.А. Электродинамика. – М.: Наука, 1978. –352 с. (стр 293 – 295).
6. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. - М.: Наука, 1967. –с.
7. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез. . - М.: Энергоатомиздат, 1984. - с.
8. Басов Н.Г., Крохин О.Н. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора // ЖЭТФ, 1964, т.46, № 1, – С. 171 – 175.
9. Nickolls J., Wood L., et al. // Nature,1972, v. 239, p. 139.
10. Крохин О.Н., Склизков Г. В., Федотов С. И. И др. // ЖЭТФ, 1972, т.62, № 1. – С. 203.
11. Гинзбург В. Л. Какие проблемы физики и астрофизики представляются сейчас особенно важными и интересными (тридцать лет спустя, причем уже на пороге XXI века)?// УФН,1999, Т. 169, № 4. – С. 419 – 441.
12. ITER Home Page, November 2001.
13. Крюков С.В. Проект ИТЭР: Физическое обоснование и концепция // Атомная техника за рубежом, 1996, № 3. – С. 3 – 10.
14. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез.– М.: ЭА, 1984. – 301 с.
13. National Ignition Facility. The United States Department of Energy. Office of Inertial Fusion and the NIF, 2001.
14. Басов Н.Г., Захарченков Ю.А., Рупасов А.А. и др. Диагностика плотной плазмы. М.: Наука, 1989. 368 с.
15. John Lindl. Development of the indirect drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain// Physics of Plasmas, 1995. – V.2, No 11. – P. 3933-4024.

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Термоядерні реакції синтезу.
2. Критерій Лоусона для ТРС.
3. Термоядерні установки з магнітним утриманням плазми.
4. Механізми лазерного нагрівання плазми.
5. Взаємодія лазерного випромінювання з вільними електронами.
6. Поглинання електронами енергії лазерного випромінювання за рахунок зворотно-гальмівного ефекту.
7. Максимальна температура електронів у плазмі при лазерному розігріванні.
8. Плазмові коливання.
9. Поглинання електромагнітних хвиль у плазмі.
10. Особливості лазерного нагрівання неоднорідної плазми.
11. Лазерний термоядерний синтез.
12. ІТС з прямим збудженням.
13. Установки з прямим збудженням для ЛТС.
14. Установки з непрямим збудженням ІТС.
15. Досягнення і перспективи ЛТС.