

Тема 9. Лазер з модуляцією добротності резонатора.

Лекція 9.

Перемикачі на середовищах з насиченим поглинанням. Оптико-механічні та дискові перемикачі. Електрооптичні перемикачі. Режим синхронізації мод. Спектральні характеристики лазерного випромінювання.

Принцип роботи лазера в режимі з модуляцією добротності полягає в тому, що за допомогою відповідного пристрою (Q -пристрою), можна змінювати добротність резонатора в процесі дії імпульсу накачування. Режим генерації з модуляцією добротності також називають режимом Q -модуляції, або генерації з керованою добротністю, або генерацією гігантських імпульсів (ГІ). Процес генерації лазера з Q -пристроєм полягає в тому, що на початку дії імпульсу накачування добротність резонатора низька. Тому поріг генерації, а отже і порогова інверсія населеності, великі. Це означає, що на метастабільному рівні, наприклад у рубіна на рівні E або у неодиму на рівні ${}^4F_{3/2}$ накопичується частинок значно більше при тому ж накачуванні, як у випадку „добротного” резонатора. Отримавши таким чином максимальну інверсію для низької добротності резонатора, виконаємо „миттєве” включення Q -пристрою, забезпечивши високу добротність резонатора. В результаті виникає суттєве перевищення підсилення в лазері над втратами і випромінюється короткий і потужний імпульс світла. Схематично картина утворення ГІ показана на **рис. 1**. Природно, швидкість відкривання Q -перемикача повинна бути набагато більшою від швидкості утворення лазерного імпульсу. У протилежному випадку буде генеруватися декілька імпульсів.

Методи модуляції добротності резонатора поділяються на *пасивні* і *активні*. До пасивних модулюючих пристроїв відносяться такі, що змінюють добротність резонатора під дією самого поля випромінювання, яке збуджується всередині резонатора, а до активних – такі, що змінюють величину втрат в резонаторі під дією зовнішнього управляючого сигналу.

Дія пасивних вимикачів базується на здатності матеріалів змінювати свої оптичні властивості під впливом падаючого на них світла. Просто пасивні вимикачі – це плівка з поглинаючого матеріалу, розташована в резонаторі лазера. В певний момент плівка випаровується, відкриваючи розміщене за нею дзеркало. При цьому

втрати в резонаторі лазера різко падають і відбувається генерація гігантського імпульсу. Недолік таких простих модуляторів полягає у незворотності процесів, які відбуваються, в зв'язку з чим частіше використовуються пристрої на основі зворотних процесів: насичення поглинання, не лінійності коефіцієнта відбиття, вимушеного розсіювання Мандельштама-Брилюєна, самофокусування.

Перемикачі на середовищах з насиченим поглинанням.

Дія *пасивного перемикача* заснована на використанні оптичних матеріалів, які резонансно просвітлюються. В незбудженому стані вони мають невисокий коефіцієнт пропускання для випромінювання на робочій довжині хвилі, тобто вносять великі втрати. В міру наростання інтенсивності випромінювання, яке виникає в резонаторі, молекули, що поглинають лазерне випромінювання, переходять на більш високий енергетичний рівень. У зв'язку з цим збільшується коефіцієнт пропускання, а отже зростає добротність резонатора. Максимальна добротність в резонаторі виникає в момент, коли перемикач повністю просвітлюється, тобто відбувається насичення коефіцієнта поглинання. Таку властивість має низка органічних сполук, які можна розглядати як дворівневу систему (**рис. 2**) з великим поперечником перерізу поглинання $\sim 10^{-17} - 10^{-7} \text{ см}^2$. На **рис. 2** наведена схема робочих рівнів фтолоціаніна (s, s' основні і збуджені синглетні стани, T, T' - відповідно триплетні стани).

Робочими рівнями *фототропного перемикача* є синглетні рівні (s, s'). Час життя цього переходу $10^{-12} - 10^{-8} \text{ с}$. Наявність заборонених переходів впливає на параметри модулятора. Велике значення має і розчинник, оскільки суттєво впливає на структуру рівнів. У випадку рубіна переріз поглинання ($\lambda = 0.69 \text{ мкм}$) порядку $\sim 10^{-17} - 10^{-7} \text{ см}^2$ для поліметинових і криптоціанових фарбників.

При використанні *фотонних перемикачів* генеруються імпульси тривалістю порядку 10^{-8} с . При цьому ККД генерації складає 30-50%. Практична реалізація генерації пов'язана з таким підбором пропускання модулятора, при якому генерується один імпульс. При збільшенні рівня накачування можлива поява другого, третього і т.п. гігантських імпульсів.

Перевагою фототропних перемикачів є простота і малі габарити, недоліком – поглинання значної частини енергії випромінювання як в період просвітлення, так і в період випромінювання імпульсу генерації

внаслідок неповного просвітлення перемикача. Окрім того, спостерігається розкид просвітлення, що пов'язано з нестабільністю оптичного накачування і температурою активного елемента, зі зміною характеристики просвітлювальної речовини за часом в результаті фотохімічних реакцій. Треба відмітити, що просторова неоднорідність інверсної населеності призводить до складної часової і просторової залежності структури поля – випромінювання, так як генерація починається і закінчується в різний час для різних точок поперечного перерізу активного середовища.

Активні методи модуляції добротності.

Оптико-механічні перемикачі засновані на принципі механічного відкриття глухого дзеркала резонатора у відповідний момент часу. Типові схеми показані на **рис. 3**.

Дискові перемикачі (рис. 3) виготовляються у вигляді тонкого металічного диска з одним чи декількома отворами або вирізом у вигляді сектора. Такий диск насаджується на вісь швидкісного двигуна і розташовується в резонаторі поблизу глухого дзеркала. Для скорочення часу перемикання у випадку плоско паралельного резонатора використовується дві софок усні лінзи, які звужують переріз світлового пучка до часток міліметра і саме в цьому місці він переривається диском. якщо ж резонатор сферичний, то диск розташовують в найвужчому місці каустики. У такого типу модуляторів час перемикання не менший кількох мікросекунд і, природно, визначається швидкістю обертання диска і поперечниками світлового пучка, який перекривається. На жаль, при потужних світлових імпульсах краї перемикача підгорають і виходять з ладу, що і зумовило невелике розповсюдження таких модуляторів. Більш широко застосовуються модулятори з дзеркалом, ґраткою чи призмою, які обертаються (**рис. 3, б і в**). Звичайно використовуються призми „дахи”, оскільки вони малочутливі до биття вісі двигуна і характеризуються високою стійкістю до дії потужного випромінювання.

Внаслідок високих швидкостей обертання (30000-80000 об./хв.) виготовлення таких перемикачів потребує якісного балансування всіх елементів пристрою. При юстуванні необхідно призму виставляти так, щоб її ребро ділило діаметр пучка лазерного випромінювання (діаметр активного тіла) навпіл. Зміщення призми „дах” від центру світлового пучка на 10% знижує вихідну потужність на 20%. Синхронізація моменту вмикання добротності резонатора і моменту підпалу лампи

накачування виконується за допомогою фотоелектричних, електромагнітних і електроіскрових пристроїв. Згадані призми в силу своєї надійності, малої чутливості до температурних змін і простоти юстування знайшли в свій час широке застосування.

Широке застосування отримали і *оптико-механічні* перемикачі, дія яких заснована на дифракції лазерного пучка на ультразвуковій хвилі. Як управляюче середовище використовується плавлений кварц. На таких модуляторах отримана частота модуляції до сотень мегагерц.

Іноді для модуляції лазерного випромінювання використовується явище порушення повного внутрішнього відбиття. Схематично такий модулятор показано на **рис. 3, г**. Залежність коефіцієнта пропускання контактного перемикача (праве дзеркало) від розміру щілини між призмою і пластиною (d) представлена на **рис. 3, д**. Величина щілини змінюється за допомогою п'єзоелектричного елемента. Недоліком такого модулятора є повільне вмикання добротності (10^{-6} с) і докладання великих зусиль для роз'єднання призми і пластинки, що знаходяться в оптичному контакті $((2-5) \times 10^6$ Па).

Електрооптичні перемикачі. Принцип дії електрооптичних перемикачів заснований на використанні ефектів Покельса чи Керра. Схема лазера з електрооптичним перемикачем наведена на **рис. 4** (P_1 і P_2 – поляризатори, ЕОМ- електрооптичний модулятор, АЕ – активний елемент). Такі пристрої широко застосовуються. В якості електрооптичних матеріалів використовуються речовини, які мають високу стійкість і невеликий рівень внесених втрат в широкому спектральному діапазоні.

Цим вимогам найкращим чином відповідають кристали КДП, АДП і $LiNbO_3$. Перші – здатні працювати при густинах потужності випромінювання $100-200$ МВт/см² і частотах до кілогерца протягом тривалого часу. Основними вимогами до перемикачів моно імпульсного лазера є швидкість вмикання і малі втрати у відкритому стані. Час відкриття перемикача $10-30$ нс. До недоліків слід віднести високі управляючі поля – $5-20$ кВ.

Перейдемо до розгляду умов отримання гігантського імпульсу і основні його характеристики. Почнемо з ідеалізованого випадку миттєвого вмикання добротності, коли перехід з стану малої добротності резонатора в стан високої добротності відбувається миттєво (**рис. 5**). Тоді в момент часу $\tau = 0$ отримуємо активне середовище з високим коефіцієнтом підсилення, яке знаходиться в

добротному резонаторі. Експеримент показує, що тривалість всіх процесів, які настають за початковим моментом, набагато менша характерних часів зміни інверсної населеності під дією накачування і за рахунок спонтанних переходів. Отже, процес випромінювання в ГІ описується вкороченою системою рівнянь (див. **лекцію 8**). Він може бути розділений на ряд станів: перший стан – накопичення інверсної населеності, далі йде другий стан – стан лінійного розвитку, коли інверсна населеність залишається постійною, а поле наростає від спонтанного рівня до рівня, починаючи з якого треба враховувати індуквані переходи. На цьому етапі ріст інтенсивності випромінювання описується наступним виразом:

$$m = m_0 \exp\{G(n_0 - 1)t\} \quad (1)$$

де n_0 - інверсна населеність в момент $\tau = 0$. Строгий чисельний розв'язок представлений на **рис. 5** суцільними лініями. Аналітичний розв'язок неможливий в силу не лінійності системи, але можна визначити енергію і пікову потужність імпульсу

$$\tilde{m} = G(n_0 - 1 - \ln n_0) \quad (2)$$

З **рис. 5** випливає, що в момент максимуму імпульсу швидкість зміни інверсної заселеності досягає теж максимуму. це легко бачити з рівняння системи:

$$\frac{d}{dt}(\ln n) = -m \quad (3)$$

Дійсно, максимум похідної досягається в точці максимуму m , тобто при $m = \tilde{m}$. Використовуючи це, оцінимо тривалість лінійного етапу як момент, коли швидкість зміни інверсної населеності складає 0.1 максимальної, тобто:

$$m(\tau_{\wedge})n_0 = 0.1\tilde{m} \quad (4)$$

Тоді отримаємо:

$$\tau_{\wedge} = \frac{1}{G(n_0 - 1)} \ln \left(\frac{0.1 \tilde{m}}{m_0 n_0} \right) \quad (5)$$

звідки випливає, що залежність τ_{\wedge} від вибору рівня $m(\tau_{\wedge})$ слабка (логарифмічна), і з точністю до порядку величини вираз (5) дозволяє оцінити тривалість лінійного етапу розвитку. Ця тривалість значно коротша тривалості лінійного етапу, якщо n_0 перевищує порогов рівень достатньо сильно. Енергію гігантського імпульсу визначимо з виразу

$$\frac{1}{n_0} = (1 - e^{-E}) / E \quad (6)$$

З (6) випливає, що для $n_0 \gg 1$ випромінювана енергія співпадає з запасеною в середовищі, тобто:

$$E \approx n_0 \quad (7)$$

а це означає, що інверсною населеністю, яка залишилась можна знехтувати. Для оцінок практично уже $n_0 > 2$ можна використати (7). Яка ж тривалість гігантського імпульсу? Гігантський імпульс асиметричний (**рис. 5**). Його передній фронт крутіший заднього. Але оцінка тривалості гігантського імпульсу, як відношення його енергії до пікової потужності, дозволяє визначити нижню межу. Якщо $n_0 \rightarrow \infty$ то $E \rightarrow n$, $\tilde{m} \rightarrow G n_0$, отже $\tau_u \rightarrow 1/G$. Що ж це за величина? З рис. 5 і формули (3) видно, що з ростом n_0 крутизна залежності n від τ зростає. Отже, чим вище n_0 , тим швидше досягається максимальна величина \tilde{m} , але скорочується фронт імпульсу. Це видно вже на лінійному етапі, де стала наростання поля залежить від n_0 за законом $[G(n_0 - 1)]^{-1}$, зменшуючись з ростом n_0 . Спад же імпульсу відбувається в умовах, коли інверсна населеність відсутня. Тому що і з зростанням n_0 все більш строго виконується (7). Отже на спаді імпульсу рівняння, яке описує поведінку випромінювання, набуває вигляду:

$$\frac{dm}{d\tau} = -Gm(1 - n_{осм}) \quad (8)$$

де $n_{ост}$ - інверсна населеність в кінці гігантського імпульсу. З (8) впливає експоненціальне затухання з постійною часу $[G(1 - n_{ост})]^{-1}$. Таким чином, зі збільшенням n_0 скорочується фронт гігантського імпульсу. Одночасно скорочується і тривалість спадання, так як зменшується залишкова інверсна населеність. Але, якщо тривалість фронту може скорочуватись необмежено, то тривалість спаду обмежена постійною часу G^{-1} , тобто часом життя фотонів в резонаторі, зумовленими втратами.

Виконаний аналіз режиму роботи лазера з модульованою добротністю належить до випадку миттєвого вмикання добротності. На практиці ж всі відомі пристрої модуляції втрат резонатора мають скінчений час спрацювання.

Наявність лінійного етапу, протягом якого інверсна населеність не змінюється, дозволяє зробити висновок, що характеристики енергетичності і потужності гігантського імпульсу не змінюються, якщо тривалість досягнення високої добротності не перевищує тривалості лінійного етапу. Що може трапитись при порушенні цієї умови? На **рис. 6** показано процес випромінювання гігантського імпульсу при скінченій швидкості вимикання втрат для двох початкових значень n_0 .

Коли початкове значення n_0 невелике (n_0^1) (пунктирні лінії на **рис. 6**), тривалість лінійного етапу більша, ніж час вимкнення втрат. Імпульс випромінюється в умовах, коли втрати мінімальні, тобто при цьому випромінюється максимально можливий імпульс. Якщо n_0 збільшується ($n_0^{(2)}$) (штрихпунктирні лінії на **рис. 6**), то лінійний етап закінчується, коли втрати в резонаторі ще високі і починає випромінюватись імпульс, потужність якого і енергія визначаються не виключеними до кінця втратами. Якщо після випромінювання імпульсу залишкова інверсна населеність буде знову перевищувати порогову, в міру вимикання втрат, відбудеться випромінювання другого імпульсу. В цьому випадку замість одного потужного гігантського імпульсу отримаємо серію менш потужних імпульсів, тож, поставленої мети не досягаємо. Таким чином, в кожному конкретному випадку необхідно визначити умови випромінювання можливого гігантського імпульсу.

Розглянемо його характеристики при пасивній модуляції добротності. Система рівнянь, яка описує його роботу, має вигляд:

$$\begin{aligned}\frac{dm}{d\tau} &= G(n - \sigma n_\phi - 1)m; \\ \frac{dn}{d\tau} &= -nm + n + W; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{dn_\phi}{d\tau} = -2\sigma n_\phi m - \delta n_\phi + \delta n_\phi^0$$

де $n_\phi = (n_2 - n_1)T_p^0 B_\phi$; $\sigma = B_\phi / B$; $\sigma = T_1 / 2T_\phi$; B_ϕ - коефіцієнти Ейнштейна для вимушених переходів між рівнями фототропної речовини з населеностями n_2 та n_1 , і часом життя на рівні 2, рівним T_ϕ ; δn_ϕ^0 - концентрація поглинаючих молекул перемикача. Інші позначення ті ж, що і раніше.

При досить сильному світловому потоці відбувається вирівнювання населеностей рівнів 1 і 2 фототропного середовища і воно перестає його поглинати. В цьому випадку втрати в резонаторі зменшуються, тобто його добротність зростає і випромінюється гігантський імпульс. Ясно, що рівень при якому відбувається просвітлення середовища повинен перевищувати рівень спонтанного випромінювання, інакше не буде потрібного ефекту. Для цього повинна виконуватись умова порогового підсилення, яка тепер запишеться у вигляді:

$$W > 1 + \sigma n_\phi^0 \quad (10)$$

Перший етап буде з моменту накачування до моменту досягнення цієї умови. Потім настає етап лінійного розвитку. кінець якого тепер визначиться моментом просвітлення фототропного середовища. Зупинимось більш детально на величинах енергії і потужності. Для цього розглянемо два випадки.

1. $T_\phi \gg T_u$ (тривалість гігантського імпульсу значно коротша часу життя збудженого стану). Тоді система (9) перетвориться до вигляду:

$$\frac{dm}{d\tau} = G(n - \sigma n_\phi - 1)m$$

$$\frac{dn}{d\tau} = -mn; \frac{dn_\phi}{d\tau} = -2\sigma nm \quad (11)$$

З останніх двох рівнянь отримаємо:

$$n_\phi = n_\phi^0 (n / n_0)^{2\sigma} \quad (12)$$

Підставляючи (12) в перше рівняння, розділивши його на друге і про інтегрувавши, знаходимо:

$$\tilde{m} = G \left(n_0 - 1 - e_n n_0 - \frac{n_\phi^0}{2\sigma} \frac{n^{2\sigma} - 1}{n_0^{2\sigma}} \right) \quad (13)$$

Звідси випливає, що коли $2\sigma \gg 1$, то (13) переходить в (2). Значить, якщо фототропна речовина має коефіцієнт Ейнштейна значно більший, ніж у активного середовища, то отриманий гігантський імпульс подібний імпульсу при миттєвому вмиканні добротності, тобто максимально можливий. У випадку рубіну $\sigma = 10^6$.

2. $T_\phi \ll T_u$ (фототропна речовина „без інерційно слідкує за інтенсивністю випромінювання). З останнього рівняння (9) отримаємо:

$$n_\phi = n_\phi^0 (1 + (2\sigma / \sigma)m)^{-1} \quad (14)$$

Визначимо, за яких умов в цьому випадку буде максимальний імпульс. Нехай відбувається повне просвітлення. Отже пікова потужність має вигляд:

$$\tilde{m} \leq G(n_0 - 1 - \ln n_0) \quad (15)$$

але $n = 1 + \sigma n_\phi^0$, тоді для повного просвітлення в максимумі імпульсу необхідно, щоб:

$$(\sigma / \sigma)\tilde{m} \gg 1 \quad (16)$$

Підставляючи (15) в (16) отримаємо умову, яка зв'язує параметри фототропного і активного середовищ і забезпечує отримання максимального імпульсу:

$$\sigma \ll \sigma^2 G n_{\phi}^0 \quad (17)$$

Для типових активних і фототропних середовищ ця умова виконується і режим випромінювання гігантського імпульсу подібний до режиму миттєвого вмикання добротності.

Режим синхронізації мод.

В режимі випромінювання гігантського імпульсу його тривалість обмежена і не може бути меншою, ніж час життя фотонів в резонаторі. Але цей висновок справедливий для одно частотного гігантського імпульсу. Якщо ж встановити збудження в резонаторі багатьох поздовжніх мод і забезпечити між ними певні фазові співвідношення, то в сумі, вони утворять імпульс, тривалість якого набагато менша часу пробігу по резонатору. Дійсно, в досить хорошому наближенні моди в резонаторі розташовуються еквідистантно.

В наближенні тільки поздовжніх мод, як і раніше отримано, $\lambda_l = 2L / l$, тобто:

$$\nu_l = \frac{lc}{2L}; \nu_{l+1} = \frac{(l+1)c}{2L}$$

Звідси випливає, що міжмодовий інтервал, або міжмодова „роз трійка”:

$$\Delta \nu = \nu_l - \nu_{l+1} = c / 2L$$

Природно, тут не враховувалася дисперсія показника заломлення. Виходить, що $\Delta \nu = T^{-1}$, де $T = 2L / c$ і відповідає часу обходу резонатора.

В нашому наближенні співвідношення між частотами резонатора наступне:

$$\nu_c = \nu_0 + l\Delta \nu \text{ або } \omega_l = \omega_0 + l2\pi / T = \omega_0 + l\Delta \omega$$

де $l = 0 \pm 1, \pm 2, \dots \pm (N-1)$; ν_0 (чи ω_0)- частота максимуму смуги підсилення.

Оцінімо число поздовжніх мод N при на півширині суги підсилення $2\Delta\lambda$, припускаючи, що спектр генерації має ширину $2\Delta\lambda$ (рис. 7).

Отже, $l_{\max} = 2L / (\lambda_0 - \Delta\lambda)$, а $l_{\min} = 2L / (\lambda_0 + \Delta\lambda)$, тобто

$$N = l_{\max} - l_{\min} = 4L\Delta\lambda / (\lambda_0^2 - \Delta\lambda^2) \approx 4L\Delta\lambda / \lambda_0^2.$$

Зробимо числові оцінки кількості мод, які виходять в генерацію. У випадку рубіна на півширина спектра генерації: $\Delta\lambda \approx 0.1\text{нм} = 10^{-8}\text{см}$, база $L = 1\text{м}$ і $\lambda_r = 7 \cdot 10^{-5}\text{см}$, тоді:

$$N_{Cr^{3+}} = \frac{4 \cdot 10^2 \cdot 10^{-8}}{49 \cdot 10^{-10}} \approx 8 \cdot 10^2;$$

у середовищах, активованих неодимом. (при тій же базі) маємо:

$$N_{Cr^{3+}} = \frac{4 \cdot 10^2 \cdot 2 \cdot 10^{-7}}{10^{-8}} \approx 8 \cdot 10^3$$

Число мод N прямо пропорційне базі резонатора і на півщині генерованого спектра. (Зокрема, при $L = 1\text{м}$, $\Delta\nu = 150\text{МГц}$, а при $L = 3\text{м}$, $\Delta\nu = 50\text{МГц}$). Тому для отримання великого числа мод використовують довгі резонатори.

Допустимо, що в генерацію вийшли всі ці $2N + 1$ моди і при цьому у них однакові амплітуди A_0 . Якщо фази всіх цих мод випадкові, то має місце випромінювання нерегулярних імпульсів. Якщо ж фази мод φ_l між собою зв'язані, наприклад, умовою:

$$\varphi_l - \varphi_{l+1} = \varphi \tag{18}$$

де $\varphi = \text{const}$, тобто, моди синхронізовані, то електромагнітне поле представляється суперпозицією мод:

$$E(t) = A_0 \sum_{l=-N}^N \exp\{i(\omega_0 + l\Delta\omega)t + l\varphi\} \tag{19}$$

Допускаючи, що $\varphi_0 = 0$, тобто фаза центральної частоти рівна нулю, в результаті сумування отримаємо:

$$E(t) = A(t) \exp(i\omega_0 t) \quad (20)$$

$$A(t) = A_0 \frac{\sin\left[\frac{1}{2}(2N+1)(\Delta\omega t + \varphi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(\Delta\omega t + \varphi)\right]} \quad (21)$$

Таким чином, $E(t)$ - це хвиля з несучою частотою ω_0 і амплітудою $A(t)$, яка згідно (21) змінюється в часові. Вихідна потужність відповідно пропорційна $A^2(t)$. Розглянемо для прикладу $2N+1=9$ мод. Тоді часова залежність вихідної потужності буде мати вигляд який показано на **рис. 8**. При виконанні умови (18) моди інтерферують так, що випромінювання має вигляд коротких світлових імпульсів. Максимальний імпульс спостерігається в моменти часу, коли знаменник в (21) перетворюється в нуль. При $\varphi = 0$:

$$\Delta\omega t = 2\pi \text{ або } t = 2\pi / \Delta\omega = T = 2L / c$$

Отже, через час обходу резонатора реалізується максимальне значення $A(t)$, тобто випромінюються потужні імпульси. Мінімуми будуть мати місце при рівності чисельника нулю, тобто при $(2N+1)(\Delta\omega t + \varphi) = 2\pi$.

$$\text{Якщо: } \varphi = 0, \text{ то } t = \frac{2\pi}{(2N+1)\Delta\omega} = \frac{T}{2N+1}$$

Отже, через час обходу резонатора T має місце $2N+1$ мінімумів, як це і показано на **рис. 8**, і повне число імпульсів на періоді рівне числу генерованих мод.

З (21) також випливає, що час між максимальним значенням $A(t)$ і його першим нульовим значенням практично рівний тривалості імпульсу:

$$T_u = \frac{1}{\Delta\nu_T}$$

де $\Delta\nu_G = (2T + 1)\Delta\nu$ - повна ширина спектра генерації, а $\Delta\nu$ - міжмодовий інтервал або:

$$T_u = \frac{1}{(2N + 1)\Delta\nu} = \frac{T}{2N + 1} \quad (22)$$

Таким чином, чим ширший спектр генерації $\Delta\nu_G$, тим коротший імпульс випромінювання. Отже якщо фази всіх мод співпадають або відрізняються на ціле число 2π , то напруженість електричного поля в певні моменти часу досягає максимального значення $E = 2NA_0$ (інтерференційне сумування). В наступні моменти, внаслідок відмінності частот мод, відбувається їх розфазування, що призводить до падіння інтенсивності поля (інтерференційне гасіння). Звідси електромагнітне поле в резонаторі буде представляти собою короткий імпульс тривалістю $T_u = T(2N + 1)$, який „бігає” між дзеркалами. Поза резонатором буде реєструватись послідовність коротких імпульсів з періодом $T = 2L/c$. Отже збуджуючи в резонаторі велике число мод, забезпечивши їх еквідистантність і синфазність, можна отримати імпульс малої тривалості і дуже високої пікової потужності.

Золимо оцінки. Час проходу по резонатору довжиною L , м, рівний $T = 2L/c = (2/3) \cdot 10^{-8} \text{ с}$. У випадку рубіна $2N \approx 8 \cdot 10^2$, а для скла з неодимом $2N = 8 \cdot 10^3$. Видно, що тривалість імпульсу знаходиться в пікосекундному часовому інтервалі. У випадку газових лазерів $\Delta\nu$ набагато менше, ніж у твердотільних, тому отримати імпульс тривалістю менше 1 нс не вдається.

Пікова потужність пропорційна $(2N + 1)^2 A_0^2$, тоді як при випадковому розподілі фаз потужність пропорційна $(2N + 1)A_0^2$. Типові значення енергії вказаних імпульсів, що отримуються в лазері, лежать в інтервалі $10^{-4} - 10^{-2}$ Дж. При цьому пікова потужність імпульсу досягає величини порядку 10^{10} Вт, а використання підсилювачів дозволяє довести її до 10^{12} Вт, тобто перекрити діапазон гігават і досягти потужності порядку терават. При таких потужностях і тривалостях імпульсів їх взаємодія з нелінійними середовищами дуже ефективна і можливе дослідження нових ефектів і явищ. Отже створення лазерів, які випромінюють піко- і надпікосекундні імпульси досить актуальне завдання.

Для забезпечення вказаного режиму генерації необхідно забезпечити ряд умов. Умова збудження великого числа мод і їх еквідистантність забезпечується використанням резонаторів, в яких немає паразитної селекції мод. У звичайному лазерному резонаторі, в силу того, що він представляє собою складний інтерферометр Фабрі-Перо (**рис. 9а**) є селекція мод. **Рис. 9б** показує модовий склад інтерферометра з базою L . Врахування додаткових інтерферометрів з базами L_0, L_1, L_2, L_3, L_4 і їх взаємодія між собою приводить до суттєвого прорідження модового складу (**рис. 9в**). В результаті спектр резонатора буде мати вигляд **рис. 9г** і в генерацію вийде менша кількість мод, ніж у випадку простого інтерферометра. Тому потрібно конструювати резонатор без селекції. Такий резонатор показано на **рис. 10**. Завдяки скосу неактивних поверхонь дзеркал по відношенню до вісі резонатора на $1-2^\circ$ і виготовленню активного елемента з торцями, зрізаними під кутом Брюстера або з просвітленими торцями, в системі виникає багатоходова генерація зі спектральною шириною майже рівною на півширині $2\Delta\lambda$ лінії люмінесценції. Окрім того, для забезпечення можливо більшої ширини спектра генерації іноді в резонатор вносять спектральний селектор і настраюють його так, щоб в максимумі смуги люмінесценції втрати були вищими, ніж на крилі. Форма ж спектральної залежності втрат близька до форми смуги підсилення. Але виконання перерахованих умов ще не досить для отримання поодинокого короткого імпульсу. Найбільш важливим є і забезпечення син фазності мод. Цього можна досягти кількома способами, які підрозділяються подібно режиму модульованої добротності на два класи: активні і пасивні методи синхронізації мод.

Активні методи засновані на зовнішній дії на властивості резонатора, наприклад, модуляції його втрат чи оптичної довжини з частотою ω' (**рис. 10**; 1- п'єзоперетворювачі). У випадку, зображеному на **рис. 11а**, модуляція втрат виконується акустооптичних, а на **рис. 11б** - п'єзоелектричним методом зміни бази резонатора. При цьому для фазування мод частота зовнішньої дії повинна співпадати з різницею частот між модами, тобто:

$$\omega' = j\Delta\omega \quad (23)$$

де $j = 1, 2, \dots$

Модуляція на частоті (23) призводить до того, що поле моди на частоті ω_l , до того ж промодульоване, породжує поле на частотах $\omega_l \pm j\Delta\omega$, які співпадають з частотами сусідніх мод. Таким чином, кожна мода обмінюється енергією з двома сусідніми – справа і зліва ($l-1$ і $l+1$), що веде до синхронізації всіх мод. Отже, під дією модулятора відбувається узгодження фаз між всіма модами, що і потрібно для режиму випромінювання короткого імпульсу. В залежності від величини j синхронізуються моди, які відрізняються одна від одної на j міжродових частотних інтервалів. При цьому, якщо $j=1$, то синхронізуються сусідні частоти і в резонаторі знаходиться один імпульс. При $j=2$ синхронізуються моди через одну і в резонаторі виявляються два імпульси і т.п.

Найкраще цю картину можна продемонструвати не на спектральній, а на часовій моді. Нехай синхронізація виконується перемикачем, який відкривається з періодом, рівним часові повного пробігу по резонатору, розташованому на одному з дзеркал резонатора (рис. 12). При цьому резонатор буде добротний лише в моменти, коли буде відкритий перемикач 1 (показаний крапками). Якщо він відкривається один раз за час $T = 2L/c$, тобто $j=1$, то в резонаторі умови генерації виявляються виконаними для одного імпульсу з тривалістю, яка визначається часом відкритого стану перемикача. Якщо період модуляції $T = 2L/cj$, то в резонаторі можуть розповсюджуватися j імпульсів.

Метод активної синхронізації за рахунок модуляції оптичної довжини резонатора (частотна модуляція) по суті теж зводиться до модуляції втрат для поля моди за рахунок зсуву її резонансної кривої при зміні довжини резонатора. Активний метод синхронізації застосовується для лазерів неперервного режиму генерації. Але при цьому не виходять імпульси гранично короткої тривалості, оскільки час відкритого стану перемикача не вдається зменшити до 10^{-10} с і менше. Більш короткі імпульси можна отримати при використанні пасивного методу синхронізації мод. Для його реалізації використовують фототропні середовища, наприклад розчин органічних фарбників. Дію фототропного середовища можна пояснити також спектральною мовою.

Нехай фарбник описується дворівневою системою, резонансна частота якої співпадає з частотою генерації лазера. В найпростішому випадку, коли в резонаторі збуджені тільки дві сусідні моди, в

результаті взаємодії їх полів з фототропним середовищем виникає різниця населеностей, що змінюється в часові. В ній є член, який, в свою чергу, змінюється з частотою биття цих двох мод:

$$\omega_{\delta} = j\Delta\omega,$$

де $j = (\omega_{l'} - \omega_{l''})\Delta\omega^{-1}$. В результаті збуджуються нові моди з заданими фазовими співвідношеннями, що відповідає появі короткого імпульсу в резонаторі.

При цьому, звичайно, треба мати на увазі, що час життя відкритого стану фототропного перемикача повинен бути меншим тривалості імпульсу, який хочемо отримати, $T_u = T(2N + 1)^{-1}$. Таким чином, фототропне середовище виконує ту ж дію, що і активний модулятор, тобто породжує нові моди і синхронізує їх фази.

В силу того, що при пасивній синхронізації мод можна використати фарбники з дуже короткими часами життя (близько $10^{-11} - 10^{-12}$ с), максимальні частоти модуляції виявляються значно більшими, ніж у випадку активної модуляції добротності.

На часовій мові процес можна представити наступним чином. Наявність в генерації двох мод відповідає синусоїдальній модуляції згинаючої $A(t)$ (див. (13)) з періодом рівним $T = 2L/c$. При взаємодії такого випромінювання з пасивним перемикачем збільшується глибина модуляції $A(t)$, оскільки випромінювання з більшою інтенсивністю проходить через перемикач з меншими втратами. В результаті згинаюча $A(t)$ еволюціонує у відповідність з кривою, показаною на рис. 13. Оцінки показують, що описаний процес повинен бути достатньо тривалим. В дійсності ж синхронізація мод і формування короткого імпульсу відбувається достатньо швидко з наступних причин. Раніше було показано, що при пасивній модуляції добротності перед етапом просвітлення пасивного перемикача йде етап лінійного розвитку поля в резонаторі. В кінці цього етапу, якщо не застосовувати спеціальні методи, спектр поля в резонаторі утримуватиме багато мод. Фази ж цих мод випадкові, тому, що вони обумовлені фазами спонтанно випромінювальних полів, які незалежні і рівномірно розподілені в інтервалі $0 - 2\pi$. Отже, сумування таких мод призводить до появи в резонаторі хаотичних імпульсів, амплітуда яких розподілена випадковим чином. На **рис. 14а** представлена осцилограма випромінювання в кінці лінійного етапу на двох сусідніх проходах по резонатору. Коли ж інтенсивність поля в резонаторі виростає настільки, що починає просвітлювати пасивний перемикач, то найбільш сильні

імпульси стануть просвітлювати його раніше, ніж слабкі. Отже, для сильних імпульсів умови розвитку кращі. В результаті вони раніше розвинуться і першими прийдуть до третього етапу, коли знімуть інверсну населеність активного середовища (**рис. 14б**). Якщо вибрати пасивний перемикач таким, щоб інерційність його була набагато меншою тривалості найкоротшого імпульсу (**рис. 14а**), то в міру багатократних проходжень імпульсів через нього „слабкі” будуть ослаблятися значно більше. В результаті залишиться тільки один найсильніший. Таким чином, пасивна синхронізація мод дозволяє отримати короткі імпульси в лазері з простою оптичною схемою.

При цьому тривалість імпульсу визначається часом життя збудженого стану фототропного середовища, оскільки пасивний затвор виявляється відкритим на цей час. Існуючі барвники забезпечують генерацію імпульсів тривалістю до десятків та одиниць фемтосекунд (10^{-15} с).

Часова залежність випромінювання такого лазера представляє собою суперпозицію залежностей в режимах модуляції добротності і синхронізації мод. Імпульсна послідовність з періодом $T = 2L/c$ і згинаючою, яка співпадає по формі з гігантським імпульсом, показана на **рис. 15**.

Спектральні характеристики лазерного випромінювання.

До сих пір йшла мова при динаміку випромінювання лазера і увага акцентувалась на інтегральних характеристиках: енергії, піковій потужності, тривалості імпульсу, але не висвітлювались питання структури і динаміки спектра генерації. Разом з тим спектральний склад випромінювання є однією з найважливіших для багатьох застосувань даних характеристик.

Розглянемо режими вільної генерації і випромінювання гігантського імпульсу.

Режим вільної генерації. Будемо розглядати лише однорідно-уширене активне середовище. Система рівнянь (див. **лекцію 8, рівн. (34), (37-39)**) при допущенні малості міжмодового інтервалу у порівнянні з шириною смуги підсилення перепишеться так:

$$\begin{aligned} \frac{dm(\nu)}{d\tau} &= G[ng(\nu) - 1]m(\nu); \\ \frac{dn}{d\tau} &= -n \cdot \int g(\nu)m(\nu)d\nu - n - w \end{aligned} \tag{24}$$

де $g(\nu)$ нормований на одиницю контур смуги люмінесценції активного середовища, а інтегрування ведеться по всій смузі. Видно, що система рівнянь значно ускладнилась, але це не ускладнює розв'язання задачі.

В стаціонарному режимі, як було показано раніше, лазер повинен працювати на одній частоті. Що ж буде на перехідному етапі? До моменту випромінювання пічка коефіцієнт підсилення перевищує порогів рівень на деяку величину – пунктирна крива (**рис. 16**). Суцільна лінія відповідає стаціонарному режиму генерації. Отже, до цього моменту коефіцієнт підсилення перевищує порогів рівень на цілій ділянці частот від $\nu_0 - \Delta\nu$ до $\nu_0 + \Delta\nu$, де $\Delta\nu$ знаходиться з відповідної умови:

$$(n_0 + \Delta n)g(\nu) = 1 \quad (25)$$

а Δn (див. **лекцію 8**) було отримано раніше. Для визначеності будемо вважати, що смуга підсилення має лоренцівський контур:

$$g(\nu) = \frac{1}{\pi - \delta\nu} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\delta\nu} \right)^2} \quad (26)$$

$$\text{тоді: } \Delta\nu = \delta\nu \sqrt{\Delta n} \quad (27)$$

Враховуючи наші оцінки, покладемо $\Delta n = 10^{-1}$, що дасть $\Delta\nu \approx 0.33\delta\nu$, тобто область, де виконана порогова умова, складає 0.33 ширини смуги люмінесценції. Здавалось би спектр пічка досить широкий. Але це не так. Область частот, в межах якої виконана порогова умова, змінюється в часові, постійно розширюючись від 0 до $2\Delta\nu$ у міру зростання інверсної населеності. Отже час, протягом якого поле на даній частоті наростає, залежить від відстроювання цієї частоти від ν_0 . Чим далі частота, на якій очікується генерація, розташована від центральної частоти, тим пізніше поле цієї частоти починає наростати. Зростання поля на лінійному етапі – експоненціальне з квадратом часу у показнику. В силу цього відбувається звуження спектра поля, наростаючого в резонаторі. З (24) можна отримати на лінійному етапі:

$$m(\nu) = m_0(\nu) \exp \left\{ G[g(\nu) - 1]\tau + Gg(\nu) \frac{W-1}{2} \right\} \quad (28)$$

де $m(\nu)$ - спектральний розподіл спонтанного випромінювання.

Враховуючи, що $\Delta\nu < \delta\nu$, розкладемо (26) в ряд по відстроюванню, перетворимо показник експоненти:

$$m(\nu) = \bar{m}_0 \exp \left\{ G \frac{W-1}{2} \tau^2 \right\} \exp \left\{ -G \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\delta\nu^2} \right\} \times \\ \times \left[\frac{\omega-1}{2} \tau^2 + \tau \right] \quad (29)$$

де $\bar{m}_0 = m_0(\nu) \exp \left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\delta\nu^2} \right)$. Перша експонента співпадає з

отриманою раніше у **лекції 8**. Вона описує зростання поля як цілого. Друга експонента описує зміну спектрального складу випромінювання. Він має гаусів вигляд з шириною, яка змінюється в часові за законом:

$$\Delta\bar{\nu} = \frac{\delta\nu}{\sqrt{G \left(\frac{W-1}{2} \tau^2 + \tau \right) + 1}} \quad (30)$$

Тобто спектр звужується і до кінця лінійного етапу отримуємо:

$$\Delta\bar{\nu} = \delta\nu / \sqrt{\sqrt{\frac{2G \ln(\bar{m} / m_0)}{w-1} + \ln(\bar{m} / m_0) + 1}} \quad (31)$$

Для $\ln(\bar{m} / m_0) = 25, G = 10^4, W = 2$ матимемо:

$\Delta\bar{\nu} \approx 0.04\delta\nu$. Тобто звуження значне у порівнянні з (27). Але це не одночастотний режим, тому що для реальних смуг $\delta\nu \approx 10 \text{ см}^{-1}$, і отже: $\Delta\bar{\nu} \approx 0.4 \text{ см}^{-1}$, а міжмодовий інтервал для метрового резонатора складає $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Для отримання одно частотного випромінювання необхідно або брати вузькі смуги підсилення, або в резонатор вносити втрати, які залежать від частоти. Якщо контур цих втрат має на півширину, меншу

$\delta\nu$, то в (31) та (28) потрібно провести заміну $\delta\nu$ на ширину кривої втрат. Пояснення звуження спектра в цьому випадку те ж саме.

Можна показати, що на наступному, третьому, етапі спектральний розподіл, який сформувався на другому етапі, практично залишається незмінним.

Що буде зі спектром у випадку лазера з модульованою добротністю? Коли лазер модулюється активними методами, то тривалість лінійного стану незначна. Окрім того, сильне початкове перевищення порога ставить велику область частот практично в однакові умови. Все це не дозволяє звужуватись спектру випромінювання.

У випадку використання фототропного середовища тривалий лінійний етап і невелике перевищення поля над порогом на лінійному етапі сприяє ефективному звуженню спектра випромінювання. При цьому використання навіть слабких селекторів дозволяє отримати одночастотний гігантський імпульс.