

Питання №1

Лазери зі синхронізацією мод

В попередній лекції було з'ясовано, що режим генерації „гігантських імпульсів“ дає

$$\frac{m_{\max}}{m_{\text{ст}}} \approx G ; \quad \Delta \tilde{\omega}_{\text{имп}} \approx \frac{1}{G} ; \quad G = \frac{\tilde{\omega}_e}{\tilde{\omega}_p} ; \quad \Delta t_{\text{имп}} \approx \tilde{\tau}_p$$

Тобто: $\frac{m_{\max}}{m_{\text{ст}}} \Delta \tilde{\omega}_{\text{имп}} \approx 1$ — зконцентрували енергію нахвтки в моноімпульс

Отримали імпульс 0,1 ГВт тривалістю 10 нс за типових умов.

Продовжуємо рухатися в цьому напрямку:
 скоротуємо імпульс $\leftrightarrow$ підвищуємо потужність
 а заодно зменшуємо монохроматичність! (миттєву!)

Дозволимо лазеру працювати одночасно на M - модах з $\Delta \omega_e = \frac{c}{2L}$, $\Delta \omega_e = \frac{\pi c}{L}$, амплітудою E_0

Результуюче поле $E(t)$ на виході з лазера

$$E(t) = \sum_{n=0}^{M-1} E_0 \cdot \exp \{ i [(\omega_0 + \Delta \omega_e \cdot n) t + \varphi_n] \}$$

кардинально залежить від „початкової“ фази φ_n .

① якщо φ_n для кожної моди довільне, то матимемо хаотичні пульсації поля

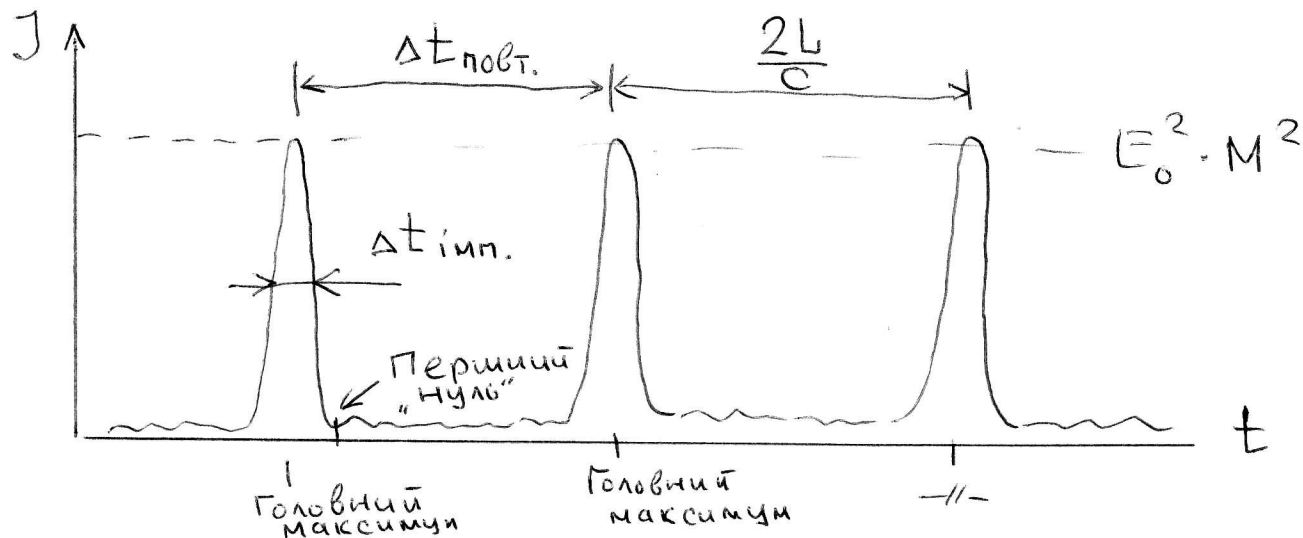
! ② якщо $\varphi_n - \varphi_{n-1} = \text{const} \Rightarrow 0$ - що не принципово

Отримуємо: геометричну прогресію з і
 знаменником $\Gamma = \exp [i \Delta \omega_e t]$.

$$E(t) = E_0 \exp [i \omega_0 t] \frac{1 - \Gamma^M}{1 - \Gamma} ;$$

$$J \sim |E(t)|^2 = E_0^2 \frac{\sin^2\left[\frac{M\Delta\omega_e t}{2}\right]}{\sin^2\left[\frac{\Delta\omega_e t}{2}\right]}$$

Графік для J



Головним максимумам відповідає умова:

$$\sin^2\left[\frac{\Delta\omega_e t}{2}\right] = 0.$$

Відстань між ними знаходиться через співвідн.
(Між імпульсами) $\frac{\Delta\omega_e t}{2} = m\pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$ ціле число)

$$\Delta t_{\text{повт.}} = \frac{2\pi}{\Delta\omega_e} = \frac{2\pi}{\pi \cdot c/L} = \left(\frac{2L}{c}\right)!,$$

яка становить час проходу резонатора фотонами в обидві сторони ("повний прохід").

їх амплітуда $|E(t)|^2 = E_0^2 M^2$. ! Краще коли $M \uparrow$

Ширина імпульсів визначається швидкоосцилюючою функцією зисельника

Перший "нуль" відповідає умові

$$\Delta\left(\frac{M\Delta\omega_e t}{2}\right) = 0 + \pi$$

$$\text{Тому } \Delta t_{\text{імп}} \approx \frac{2\pi}{M\Delta\omega_e} = \frac{1}{M\Delta\omega_e} \Rightarrow \frac{1}{\text{"спектр генерації"}}$$

$$\text{Загалом: } \Delta t_{\text{імп}} \approx \frac{\Delta t_{\text{повт.}}}{M} \approx \left(\frac{1}{\Delta\nu_{\text{ген.}}}\right)! \quad \text{Краще коли } M \uparrow$$

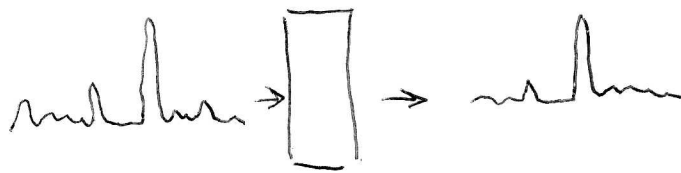
Залишається питання: реалізації

13

Щоб мати короткі імпульси з великою амплітудою потрібно багато синхронізованих мод.

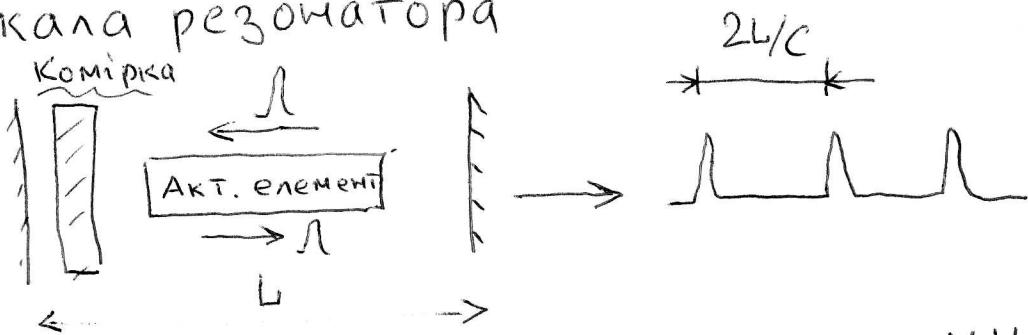
1) Кількість мод може бути значною за неоднорідного контуру підсилення, що, приміром, спостерігається в неодимовому лазері зі скляним активним елементом

2) Синхронізацію мод ($\varphi_n - \varphi_{n-1} = 0$) найпростіше реалізувати на основі фототропного модулятора добротності, який працює на ефекті просвітлення (насищення поглинання).
Такий модулятор пропускає найкраще "максимуми"



Отже моди виходитимуть в генерацію лише коли їх фази співпадають.

Комірка з фототропною резонансною розміщується біля дзеркала резонатора



Кожен "максимум" допомагає наступному пройти "через комірку" за періоду $2L/c$

В типових умовах

$$\tau_{\text{імп}} \sim 10 \text{ пс} ; E_{\text{імп}} \sim 1 \text{ мДж}$$

$$P_{\text{імп}} \sim 10^9 \text{ Вт} = 1 \text{ ГВт}$$

Годиться будь-який модулятор добротності на частоті $\Delta \nu = c/2L$ (п'єзоелемент на дзеркалі!!)

Нелінійна поляризація середовища.

Породження нових спектральних компонент.

Квантова електроніка охоплює перетворення частоти електромагнітних хвиль на основі нел. взаємодії випромінювання з речовиною (друга гармоніка, самофокусування, ВКР, ...)

Погнемо з елементарного:

а) $\vec{P}$ - поляризація середовища або вектор поляризації середовища; або електричний дипольний момент - це дипольний момент ∇ одиниці об'єму середовища, що наводиться (у нашому випадку) полем $\vec{E}$ падаючої електромагнітної хвилі

б) $\vec{D}$ - індукція електричного поля

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

в) Якщо поле $\vec{E}$ незначне (лінійний випадок "л")

$$\vec{P}(\omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \quad \text{для ізотропного середовища}$$

маємо

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} = \epsilon_0 (1 + \chi^{(1)}) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E},$$

де $\chi^{(1)}$ - лінійна сприйнятливість середовища (або - поляризованість середовища)

ϵ_0 - електрична стала (система СІ)

ϵ - діелектрична проникність
- в області прозорості $\epsilon = n^2 = 1 + \chi^{(1)}$

в+) В анізотропному середовищі

$$\vec{P}(\omega) = \epsilon_0 \hat{\chi}^{(1)} \vec{E} \Rightarrow \text{де } \hat{\chi}^{(1)} - \text{тензорна величина}$$

$$= \epsilon_0 \sum_{ij} \chi_{ij}^{(1)} E_j$$

Перейдемо до складнішого випадку: 5

Нелінійна поляризація

За великих полів необхідно враховувати наступні члени в розкладі $\vec{P}$ по полю $\vec{E}$

$$\vec{P} = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} + \dots$$

а) Для ізотропного середовища:

$$P^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 + \dots$$

Появляються члени, що відповідають

квадратичній, кубічній, ..., поляризації

Ці члени пропорційні квадратичній сприйнятливості (χ^2), кубічній сприйнятливості, ...

б) Для анізотропного середовища сприйнятливості є тензорними величинами. Символічно записують:

$$\vec{P}^{(2)} = \epsilon_0 \hat{\chi}^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \epsilon_0 \hat{\chi}^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots$$

Наприклад: $\hat{\chi}^{(2)}$ - тензор третього рангу і налікує $3^3 = 27$ елементів

$$P_i^{(2)} = \epsilon_0 \sum_{j,k=1}^3 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k =$$

$$= \epsilon_0 \sum_{j=1}^3 E_j \cdot \left(\sum_{k=1}^3 \chi_{ijk}^{(2)} E_k \right)$$

Нелінійна поляризація породжує нові спектральні компоненти. Для пояснення розглянемо випадок кубічної поляризації в ізотропному середовищі

Поле електромагнітної хвилі виберемо таким:

$$E = \left(\frac{1}{2} E_{01} e^{-i\omega_1 t} + E_{02} e^{-i\omega_2 t} + \text{к.с} \right),$$

що містить дві спектральні компоненти з частотами ω_1 та ω_2 .

Очевидно, що кубічна поляризація

$$P^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3$$

міститиме спектральні компоненти з частотами

$$3\omega_1; 3\omega_2; 2\omega_1 + \omega_2; 2\omega_2 + \omega_1; \\ 2\omega_1 - \omega_2; 2\omega_2 - \omega_1; \omega_1; \omega_2$$

(якщо $\omega_1 = \omega_2 \equiv \omega$ залишиться лише 3ω і ω)

I. Така поляризація, що є дипольним моментом одиниці об'єму, випромінює нові електромагнітні хвилі.

II. Ці "парціальні" хвилі можуть створити потужну хвилю лише за певних умов

Дорегі: розмірність поляризації

$$[P] = [P_a \cdot \rho_a] = \left[\frac{1}{M^3} \cdot K_L \cdot M \right] = \left[\frac{K_L}{M^2} \right].$$