

1) Електричне нагазування як метод створення інверсії населеностей в газових лазерах

Використання $\rightarrow$ гази
 $\rightarrow$ напівпровідники

В газах неможливе ефективне оптичне збудження внаслідок "вузьких рівнів".
 Тому використовується газовий розряд
 в якому є непружні зіткнення

1 роду

(перетворення енергії частинок з кінетичною енергією $E_k^{(1)}$ в потенціальну енергію $E_n^{(2)}$ інших)
 $E_k^{(1)} \rightarrow E_n^{(2)} \dots$

Наприклад збудження електронним ударом

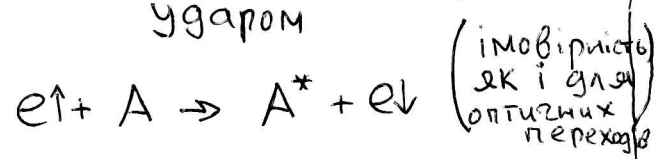
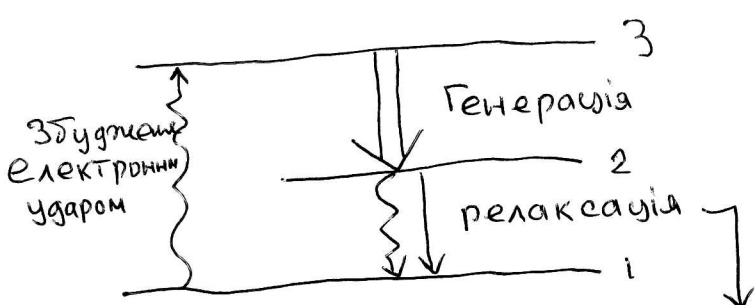


Схема створення інверсії Ar^+ -лазер



Проблема з опустошенням 2 рівня (тоді імпульсний режим в мігновому лазері)

2 роду

(перетворення потенціальної енергії)

$E_n^{(1)} \rightarrow E_n^{(2)} \dots$

наприклад обмін потенціальною енерг.

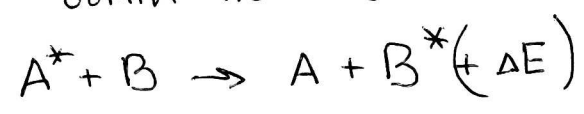
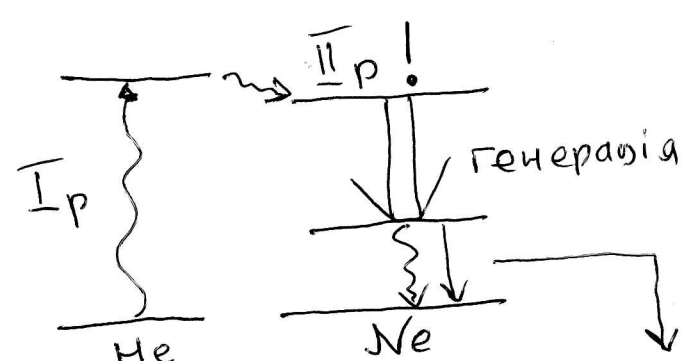


Схема створення інверсії He-Ne лазер

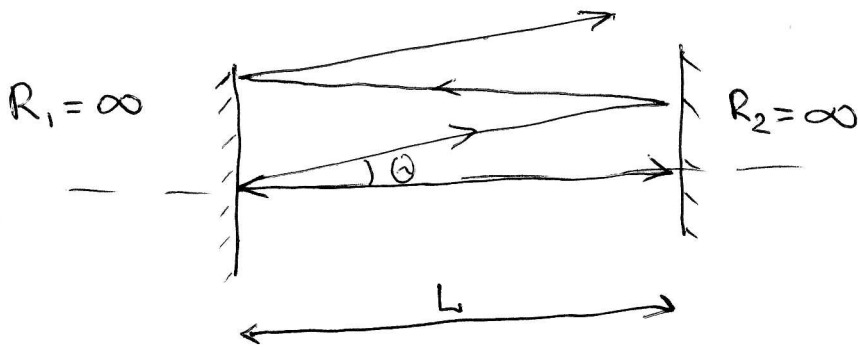


Проблема з опустошенням (тоді капіляр + склад газів)

② Типи резонаторів. Умова стійкості оптичного резонатора 12

В лазерах використовуються, як правило, відкриті резонатори для зменшення кількості добротних мод в умовах $\lambda \ll L$ (довжина резонатора)

1) Плоскопаралельний (класичний) резонатор

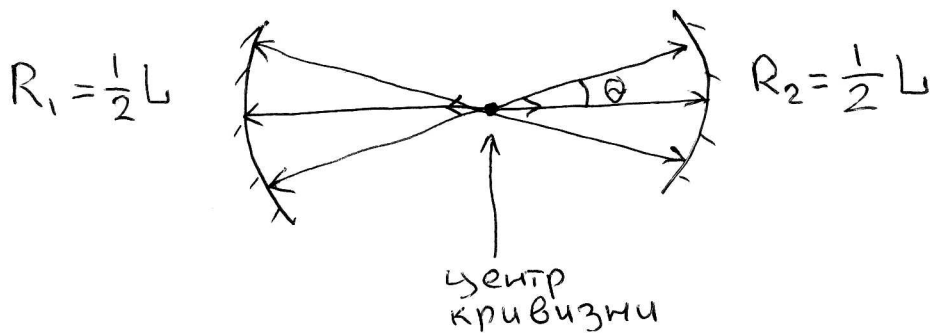


! R — радіус кривизни

хвилі під кутом θ покидають резонатор

$$\frac{L}{R_1} = \frac{L}{R_2} = 0 \leftarrow \text{Важлива характеристика}$$

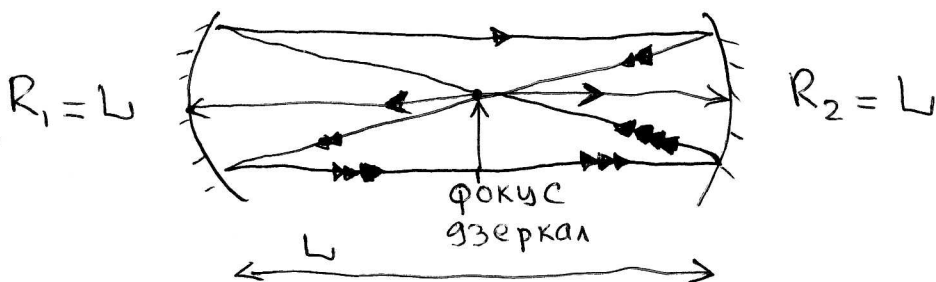
2) Концентричний (сферичний) резонатор



хвилі під кутом θ не покидають резонатор

$$\frac{L}{R_1} = \frac{L}{R_2} = 2 \leftarrow \text{Важлива характеристика}$$

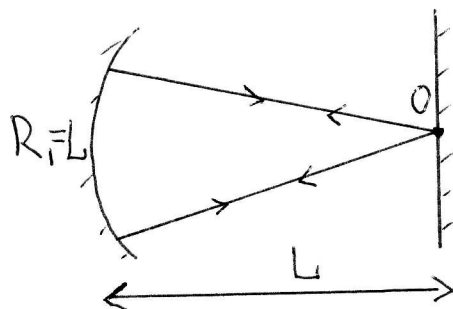
3) Конфокальний резонатор



$$\frac{L}{R_1} = \frac{L}{R_2} = 1 \leftarrow \text{Важлива характеристика}$$

4) Напівсферичний резонатор

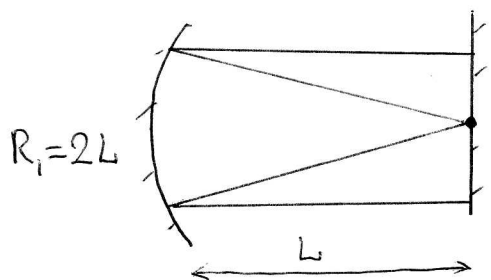
3



$$R_2 = \infty$$

$$\frac{L}{R_1} = 1 ; \quad \frac{L}{R_2} = 0$$

5) Напівфокальний резонатор



$$R_2 = \infty$$

$$L = \frac{1}{2} R_1$$

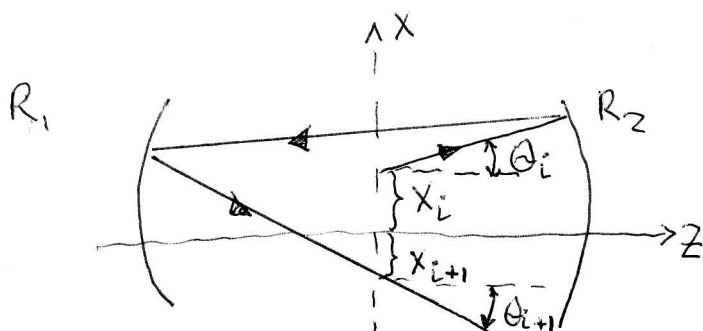
$$\frac{L}{R_1} = \frac{1}{2} ; \quad \frac{L}{R_2} = 0$$

! Стійкі резонатори - це такі резонатори, в яких промені після багаторазових відбиттів залишаються в обмеженому об'ємі поблизу вісі резонатора. В протилежному випадку - резонатор є нестійким.

Вказані вище резонатори 1) ... 5) є стійкими?
Як визначити це у загальному випадку?

$$R_1 = -\infty \div +\infty ; \quad R_2 = -\infty \div +\infty$$

Розглянемо



$$x_{i+1} = f(x_i, \theta_i, R_1, R_2, L)$$

$$\theta_{i+1} = f(x_i, \theta_i, R_1, R_2, L)$$

Відбувається деяке перетворення "вектора"

$$\begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} x_{i+1} \\ \theta_{i+1} \end{pmatrix}$$

При невеликих x_i, θ_i таке перетворення буде лінійним (параксіальне наближення геометричної оптики)

$$\begin{vmatrix} x_{i+1} \\ \theta_{i+1} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_i \\ \theta_i \end{vmatrix},$$

де A, B, C, D залежать лише від геометрії резонатора.

Після n проходів

$$\begin{vmatrix} x_{i+n} \\ \theta_{i+n} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^n \begin{vmatrix} x_i \\ \theta_i \end{vmatrix}$$

Резонатор буде стійким якщо x_{i+n}, θ_{i+n} не віддаляються на бескінечність, коли $n \rightarrow \infty$.

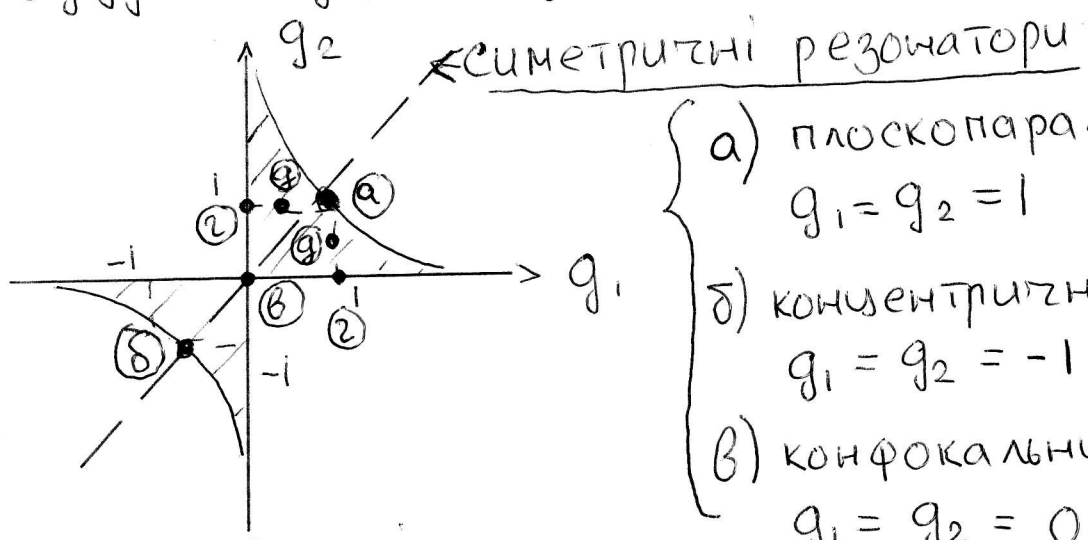
Отже матриця $\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^n$ не повинна розходитися

Дослідження такої матриці на розбіжність дають умови стійкості резонатора

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1,$$

де $g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}, \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$

Побудуємо діаграму стійкості



- а) плоскопаралельний:
 $g_1 = g_2 = 1$
- б) концентричний (сферичний)
 $g_1 = g_2 = -1$
- в) конфокальний
 $g_1 = g_2 = 0$
- г) напівфокальний (не має стійкості!)
 $g_1 = \frac{1}{2}, g_2 = 1$

Несиметричні
2) напівсферичний
 $g_1 = 0, g_2 = 1$

- + „Стійкість“ посилає вимоги до нутування
- + „Стійкість“ покращує стабільність роботи
- „Стійкість“ збагачує кількість добротних мод

Також при виборі резонатора необхідно уникати фокальних плям - особливо в потужних лазерах (зокрема - імпульсних)

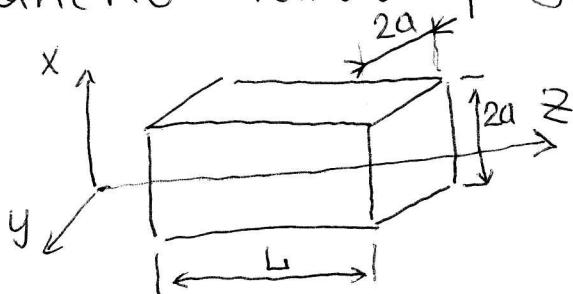
(3)

Моди пасивного плоскопаралельного резонатора. Наближена теорія Шавлова-Таунса

Мода резонатора - стаціонарна конфігурація електромагнітного поля, яка задовільняє як рівняння Максвела, так і граничні умови. Насамперед з'ясуємо частоти мод ν_m (або ω_m)

Шавлов і Таунс розглядали закритий резонатор та припустили, що відсутність бокових стінок не спотворює мод, а лише обмежує їх кількість і типи (залишаються моди з великими проекціями хвильових векторів на вісь резонатора)

Розглянемо такий резонатор



На стінках
 $R=1$ (коэф. відб.)

Граничні умови - на стінках "визли" - дають для проекцій хвильових векторів

$$Lk_z = \pi \ell \quad ; \quad 2ak_x = \pi \varsigma \quad ; \quad 2ak_y = \pi \eta \quad ,$$

де k_z, k_x, k_y - проекції хвильового вектора

ℓ, ς, η - цілі числа, індекси моди

Для K маємо ($K = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$):

$$K = \sqrt{\left(\frac{\pi \ell}{L}\right)^2 + \left(\frac{\pi \varsigma}{2a}\right)^2 + \left(\frac{\pi \eta}{2a}\right)^2}$$

Тоді:

$$J_m = \frac{c}{\lambda} = \frac{2\pi \cdot c}{2\pi \cdot \lambda} = \frac{c}{2\pi} K \quad ;$$

$$J_m = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{\ell}{L}\right)^2 + \left(\frac{\varsigma}{2a}\right)^2 + \left(\frac{\eta}{2a}\right)^2}$$

Далі розглядається випадок

$$k_z \gg k_x, k_y$$

що дає $\frac{\ell}{L} \gg \frac{\varsigma}{2a}, \frac{\eta}{2a}$

$$J_m = \frac{c}{2} \left(\frac{\ell}{L}\right) \sqrt{1 + \frac{\varsigma^2 + \eta^2}{(2a)^2} \left(\frac{L}{\ell}\right)^2} \approx$$

$$\approx \frac{c}{2} \left(\frac{\ell}{L} + \frac{1}{2} \frac{\varsigma^2 + \eta^2}{(2a)^2} \frac{L}{\ell} \right)$$

Далі переходимо до розрахунків

частотних інтервалів між модами, коли змінюються індекси

$$\Delta \ell = 1 \quad (\varsigma, \eta = \text{const})$$

$$\Delta \varsigma = 1 \quad (\ell = \text{const}, \eta = \text{const}) \quad \left(\text{або } \varsigma \rightarrow \eta \right)$$

замінити