Розділ 6. Оптична бістабільність.
Лекція 6-2(16). Теоретичний опис різноманітних моделей оптичної бістабільності. Модель середнього поля у змішаній абсорбційно-дисперсійної бістабільності з врахуванням неоднорідного уширення. Модель Секе з співавторами для абсорбційної оптичної бістабільності. Проста модель дисперсійної оптичної бістабільності.

Модель середнього поля у змішаній абсорбційно-дисперсійної бістабільності з врахуванням неоднорідного уширення.

Існує декілька способів визначати комплексне електричне поле і поляризацію. Запишемо компоненту поля для однієї з поляризацій на частоті $\omega = ck/n_0 = 2\pi c/\lambda$, яка розповсюджується у позитивному напрямку осі z, в наступному вигляді:

$$E(z,t) = (E_r + iE_i)e^{i(\omega t - kz)} + \textit{компл.спряж.} \qquad (1)$$

Поляризацію, що створюється в системі дворівневих атомів з густиною N та електричним дипольним моментом ρ можна записати як

$$P(z,t) = N\rho\left[\overline{u}(z,t) - i\overline{v}(z,t)\right]e^{i(\omega t - kz)} + \textit{компл.спряж.} \qquad (2)$$

Позначимо синфазну з електричним полем та протифазну складові P через $\overline{u}$ та $\overline{v}$, відповідно. Третьою компонентною тривимірного вектору Блоха для псевдополяризації є інверсія w. Рівняння Блоха мають вигляд

$$\dot{\overline{u}} = \overline{v}\Delta\omega - \aleph E_i - \gamma_T \overline{u} \qquad (3а)$$

$$\dot{\overline{v}} = -\overline{u}\Delta\omega - \aleph E_r - \gamma_T \overline{v} \ (\qquad (3б)$$

$$\dot{w} = \aleph E_r \overline{v} - \aleph E_i \overline{u} - \gamma_L [w+1] \qquad (3в)$$

з $\Delta w = w_a - w$, де w_a - кругова частота атомного резонансу. Рівняння (3) можуть бути записані у більш компактній формі, якщо ввести позначення

$$Q \equiv \overline{v} + i\overline{u} \qquad (4)$$

$$F \equiv \frac{\aleph(E_r + iE_i}{(\gamma_T \gamma_L)^{1/2}} \tag{5}$$

отже

$$\dot{Q} = -(\gamma_T \gamma_L)^{1/2} Fw - (\gamma_T - i\Delta w)Q \tag{6а}$$

$$\dot{w} = (\gamma_T \gamma_L)^{1/2} \frac{FQ^* + F^* Q}{2} - \gamma_L (w+1) \tag{6б}$$

тоді в стаціонарному стані

$$w = -\frac{1+\Delta^2}{1+\Delta^2 + |F|^2} \tag{7а}$$

$$Q = \left[\frac{\gamma_L}{\gamma_T}\right]^{1/2} \frac{(1+i\Delta)F}{1+\Delta^2 + |F|^2} \tag{7б}$$

де $\Delta = \Delta w / \gamma_T$. В припущенні повільної зміни амплітуд і фаз з рівнянь Максвела і хвильового рівняння можна отримати рівняння першого порядку

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{n_0}{c}\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{2\pi\omega N\rho}{n_0 c}\int_{-\alpha}^{\alpha} g(\Delta\omega) Q(\Delta\omega) d(\Delta\omega) \tag{8}$$

$g(\Delta\omega)$- неоднорідний розподіл центрів атомних ліній з нормуванням

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta\omega) d(\Delta\omega) = 1 \tag{9}$$

У рівноважному стані і з урахуванням (5)

$$\frac{dF(z)}{dz} = -\frac{\alpha_0}{2} F\sigma(|F|^2) \tag{10}$$

де

$$\sigma(|F|^2) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta\omega) \frac{1 + i\Delta}{1 + \Delta^2 + |F|^2} d(\Delta\omega) \tag{11}$$

$$\alpha_0 \frac{8\pi\omega T\rho^2}{n_0 c \gamma_T} \tag{12}$$

До сих пір розглядалися нелінійні властивості дворівневого атому, що взаємодіє тільки з когерентним полем випромінювання. Щоби ввести зворотній зв'язок , суттєвий для бістабільності, припустимо, що атоми знаходяться у кільцевому резонаторі з вхідним та вихідним дзеркалами, які мають відбиття $R = 1 - T$ і поворотними дзеркалами з коефіцієнтом відбиття 100% (див. **рис. 1**). Граничні умови мають вигляд

$$E_T(t) = \sqrt{T} E(L,t) \tag{13}$$

$$E(0,t) = \sqrt{T} E_I(t) + \mathrm{Re}^{i\beta_0} E(L, t - \Delta t) \tag{14}$$

де

$$\Delta t = \frac{L_T - L}{c} \tag{15}$$

L_T - повна довжина резонатору, а

$$\beta_0 - 2\pi m = \beta_0^{'} = 2\pi \frac{\nu_c - \nu}{c / L_T} \tag{16}$$

визначає фазове відстроювання частоти лазерного випромінювання від частоти ν_c піку пропускання резонатору. У стаціонарному режимі $E(L, t - \Delta t) = E(L,t)$. Вводячи

$$y \equiv \frac{\aleph E_I}{(\gamma_T \gamma_L T)^{1/2}} \tag{17}$$

$$x \equiv \frac{\aleph E_T}{(\gamma_T \gamma_L T)^{1/2}} = \frac{\aleph E(L,t)}{(\gamma_T \gamma_L T)^{1/2}} = F(L,t)$$

граничні умови (14) перетворюємо до вигляду

$$F(0,t) \approx Ty + Rxe^{i\beta_0} \tag{19}$$

В наближенні середнього поля можна взяти границі

$$\alpha_0 L \to 0,\ T \to 0,\ \frac{\alpha_0 L}{T} = const \tag{20}$$

$\alpha_0 L \to 0$ означає, що поле при проходженні середовища змінюється мло, а $T \to 0$ забезпечує багатократність проходження по резонатору і велику нелінійність. Інтегруючи вираз (10) в наближенні середнього поля отримаємо

$$\begin{gathered}\int_0^L F(z)\sigma(|F(z)|^2)dz \approx LF(L)\sigma(|F(z)|^2) = \\ -\frac{2}{\alpha_0}\left[F(L) - F(0)\right] = -\frac{2}{\alpha_0}(x - Ty - Rxe^{i\beta_0})\end{gathered} \tag{21}$$

отже,

$$y = \frac{x(1 - \mathrm{Re}^{i\beta_0}}{T} + 2Cx\int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta\omega)\frac{1 + i\Delta}{1 + \Delta^2 + |x|^2}d(\Delta\omega) \tag{22}$$

де

$$C \equiv \frac{\alpha_0 L_{RC}}{4T} \tag{23}$$

а L_{RC}- товщина нелінійного середовища у кільцевому резонаторі. Поблизу резонансу резонатору

$$e^{i\beta_0} = e^{i\beta_0^{'}} \approx 1 + i\beta_0^{'} \tag{24}$$

Тоді

$$y \approx x\left[1 + 2C\sigma_r(X)\right] + ix\left[2C\sigma_i(X) - \theta\right] \tag{25}$$

де

$$X \equiv |x|^2 \tag{26}$$

$$Y \equiv |y|^2 \tag{27}$$

$$\theta = \frac{R\beta_0^{'}}{T} = \frac{2\pi}{cT}(\nu_c - \nu)L_T R \tag{28}$$

і

$$\sigma(X) = \sigma_r(X) + i\sigma_i(X) \tag{29}$$

$$\sigma(X) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta)\frac{1 + i\Delta}{1 + \Delta^2 + X}d\Delta \tag{30}$$

Переходючи до нормованим вхідної Y та вихідної X інтенсивностям, отримаємо

$$Y = X\left\{[1 + 2C\sigma_r(X)]^2 + [2C\sigma_i(X) - \theta]^2\right\} \tag{31}$$

Це і є стаціонарне рівняння в наближенні середнього поля для випадку змішаної абсорбційно-дисперсійної бістабільності, включаючи неоднорідне уширення.

Для чисто дисперсійної бістабільності потрібно покласти $\sigma_r = 0$, або, наприклад, $\Delta, \sigma_i >> \sigma_r$. Тоді

$$Y \approx X\left\{1 + [2C\sigma_i(X) - \theta]^2\right\} \tag{32}$$

Для слабкого вхідного сигналу Y вихідний сигнал X набагато менше Y, тому що внесок атомного середовища, розміщеного всередині резонатору, у зсув фази набагато більше ніж фазовий зсув β_0 пустого резонатору. При великих Y $2C\sigma_i = 0$ і $\theta = 0$, що призводить до

$$Y = X[1 + 2C\sigma_r(X)]^2 \tag{33}$$

Тут при малих Y $X << Y$, оскільки $2C\sigma_r >> 1$. Для достатньо великих Y $\sigma_r \to 0$ і $X = Y$. Таким чином для реалізації чисто абсорбційної бістабільності суттєво насичення. Для чисто дисперсійного випадку любий з ненасичуючихся коефіцієнтів може бути зроблений несуттєвим вибором початкового відстроювання.

Для однорідно уширеної лінії і чистого поглинання $\Delta = 0$ і

$$\sigma_{\kappa}(X) = \frac{1}{1 + X} \tag{34}$$

Таким чином

$$Y = X\left[1 + \frac{2C}{1 + X}\right]^2 \tag{35}$$

Умовою оптичної бістабільності є

$$\frac{dY}{dX} < 0 \tag{36}$$

Екстремум dY/dX знаходимо з умови $d^2Y/dX^2 = 0$, яке є справедливим при $X_0 = (2C+1)/(C-1)$ тоді

$$\left.\frac{dY}{dX}\right|_{X=X_0} = \left[\frac{4 - C}{3C}\right]\left[\frac{2C + 1}{3}\right]^2 \tag{37}$$

Похідна dY/dX від'ємна, якщо

$$C > 4 \tag{38}$$

або

$$\frac{\alpha_0 L_{RC}}{4T} > 4 \tag{39}$$

При відстроюванні Δ_0 від однорідно уширеного резонансу умова бістабільності має вигляд

$$C > 2\left[1 + (1 + \Delta_0^2)^{1.2}\right]$$

Таким чином, умова для дисперсійної бістабільності більш жорстка ніж для абсорбційної, якщо не враховувати частотну залежність неактивного поглинання.

Модель Секе з співавторами для абсорбційної оптичної бістабільності.

Секе з співавторами з граничних умов взаємодії світлового пучка з еталоном і з рівнянь для насичення однорідно уширеної дворівневої системи отримали нерівність, що потрібно виконати для досягнення бістабільного режиму. Вони знайшли також компроміс між добротністю резонатору і поглинанням.

На **рис. 2** показані поля в плоскопаралельному інтерферометрі Фабрі-Перо довжиною L і енергетичними коефіцієнтами відбивання дзеркал R. Припустимо, що частота лазерного випромінювання ν узгоджена з частотою одного з піків пропускання інтерферометру ν_{FP}. Припустимо також, що немає залежності показника заломлення від інтенсивності і що ефектами стоячих хвиль можна нехтувати. Тоді в стаціонарному випадку граничні умови мають вигляд

$$E_T = \sqrt{T} E_F(L) \tag{40}$$

$$E_F(0) = \sqrt{T} E_I + \mathrm{R} e^{i\beta} e^{-(\alpha/2)2L} E_F(0) \tag{41}$$

де β- набіг фази при повному обході інтерферометру, α- енергетичний коефіцієнт поглинання, E_I, E_R, E_F, E_B, E_T повільно змінюючися комплексні амплітуди, відповідно падаючої, відбитої, розповсюджуючихся всередині резонатору вперед, назад, і хвилі, яка пройшла. Для чисто абсорбційної бістабільності можна покласти $\nu = \nu_F$ і потім вибрати фазу так, щоби $e^{i\beta} = 1$. Тоді з (41) отримаємо

$$\frac{E_F(0)}{E_I} = \frac{\sqrt{T}}{1 - \mathrm{R} e^{-\alpha L}} \tag{42}$$

З метою подальшого спрощення покладемо, що поглинання мало, тобто $\alpha L << 1$, але в той же час добротність $F = \pi\sqrt{R}/(1-R)$ пустого резонатору достатньо велика, так що значення

$$k \equiv \frac{R\alpha L}{1-R} \tag{43}$$

суттєво перевищує 1. По суті це означає $T << \alpha L$, що узгоджується з кінцевим результатом приведеного розрахунку, тобто що $\alpha L/T > 8$. З урахуванням цих припущень з (42) отримаємо

$$\frac{E_F(0)}{E_I} \approx \frac{\sqrt{T}}{1-R(1-\alpha L)} = \frac{\sqrt{T}}{(1-R)\left[1+\frac{R\alpha L}{1-R}\right]} = \frac{1}{\sqrt{T}(1+k)} \tag{44}$$

Поле E_T зв'язано з E_F:

$$E_T = \sqrt{T}E_F(L) = \sqrt{T}e^{\alpha L/2}E_F(0) \approx \sqrt{T}E_F(0) \tag{45}$$

отже,

$$\frac{I_T}{I_I} = \frac{|E_T|^2}{|E_I|^2} \approx \frac{1}{(1+k)^2} \tag{46}$$

В подальшому, замість строгої рівності $I = n_0 c|E|^2/4\pi$ будемо брати наближене $I = |E|^2$, для відношення це несуттєво.

Для малих інтенсивностей I_T зв'язано з I_I дуже просто, але при високих інтенсивностях стає необхідним враховувати нелінійність α та k. Припустимо, що α визначається однорідно уширеним переходом між верхнім a та нижнім b рівнями дворівневої системи. Тоді відповідне рівняння для населеності верхнього рівня N_a (поза резонатору) має вигляд

$$\dot{N}_a = -\frac{N_a}{T_1} + \frac{\alpha I_F}{\hbar\omega} \tag{47}$$

де $T_1 = \gamma_L^{-1}$- час релаксації в однорідно уширеній системі. Доданок $\alpha I_F/\hbar\omega$- число атомів в одиниці об'єму, що збуджені за одиницю часу:

$$\frac{\textit{поглинута енергія}}{(\textit{площа})\cdot(\textit{чча})} = \frac{\textit{енергія}/[\textit{об'єм}\cdot\textit{час}]}{\textit{енергіянаатом}} = \frac{\alpha I_F}{\hbar\omega}$$

В стаціонарному випадку $\dot{N}_a = 0$ і

$$N_a = \frac{\alpha I_F T_1}{\hbar\omega} \tag{48}$$

Коефіцієнт поглинання задовольняє рівнянню для вимушеного випромінювання

$$\alpha = \frac{(N_b - N_a)\alpha_0}{N} \tag{49}$$

де α_0- початковий коефіцієнт поглинання (в слабкому полі). а Т-повна густина атомів, тобто $N = N_a + N_b$. Отже

$$\alpha = \frac{(N - 2N_a)\alpha_0}{N} = \frac{\alpha_0}{1 + I_F / I_S} \tag{50}$$

де інтенсивність насичення визначена як

$$I_s = \frac{N\hbar\omega}{2T_1\alpha_0} \tag{51}$$

Для атомів в резонаторі Фабрі-Перо α залежить також від I_B і від поля стоячої хвилі, що виникає в результаті інтерференції полів E_F та E_B. Ці ефекти але змінюють лише I_S, але не вид залежності. Раніше вираз (50) був отриманий з рівнянь Блоха. Тоді

$$k = \frac{R\alpha L}{1 - R} = \frac{k_0}{1 + I_F / I_S} \tag{52}$$

де

$$k_0 = \frac{R\alpha_0 L}{1 - R} \tag{53}$$

Рівняння (46) можна переписати у вигляді

$$Y = X\left[1 + \frac{k_0}{1 + X}\right]^2 \tag{54}$$

де $Y \equiv I_I / TI_S$ і $X \equiv I_F / I_S = I_T / TI_S$ - нормовані вхідна та вихідна інтенсивності, відповідно. Для однозначності при виборі X та Y слід побудувати графік залежності I_I від I_T приймаючи за вісь "y" вертикальну вісь. З врахуванням визначення (58) рівняння (54) тотожньо рівнянню (35), оскільки $R \approx 1$.

Рівняння стану (54) визначає вхідну інтенсивність як функцію вихідної. На **рис. 3а** представлені графіки рішень рівняння (54) для різних k_0. Для порівняння приведені графікі тієї ж залежності, що були отримані Секе з співавторами без обмежень $\alpha L << 1$ та $k >> 1$ (**рис. 3б**). В розрахунках $\exp(-\alpha L)$ завжди обчислювалася як

$$\exp\left[-\int_0^L \alpha(z) dz \right]$$

рівняння (54) є застосовним навіть при $\alpha L \geq 1$. Крива для $\alpha_0 L = 2$ на **рис. 3б** є бістабільною і відповідає кривій на рис. 3а при $k_0 = 8$. Це значення k_0 є мінімальним при якому можлива бістабільність у відповідності з рівнянням (54). Бістабільність винникає, якщо $dI_I / dI_T < 0$, або, що те саме, $dY / dX > 0$. Продиференціював (54) отримаємо

$$\frac{dY}{dX} = \left[1 + \frac{k_0}{1+X} \right]^2 + 2X \left[1 + \frac{k_0}{1+X} \right] \left[-\frac{k_0}{(1+X)^2} \right] \tag{55}$$

Коли $dY / dX = 0$,

$X^2 + (2 - k_0)X + 1 + k_0 = 0$, або

$$X = \frac{k_0 - 2 \pm [k_0(k_0 - 8)]^{1/2}}{2} \tag{56}$$

Таким чином для маючих фізичний зміст (тобто дійсних) X величина k_0 повинна бути рівною, або перевищувати 8. Отже умова для спостереження абсорбційної бістабільності є

$$k_0 \equiv \frac{\alpha_0 LR}{1-R} > 8 \tag{57}$$

Але оскільки $R \approx 1$ це еквівалентне умові

$$C \equiv \frac{\alpha_0 L_{LF}}{2T} > 4 \tag{58}$$

де L_{LF} - товщина нелінійного середовища в пристрої Фабрі-Перо. Невраховані тут ефекти такі, як неактивне поглинання, стоячі хвилі і усереднення по поперечній координаті, ведуть до збільшення α_0.

Модель Секе з співавторами можна використати для розрахунку диференціального підсилення

$$G = \frac{dI_T}{dI_I}\Big| = \left[\frac{dY}{dX}\Big|\right]^{-1} \tag{59}$$

де $|$ означає оцінку підсилення в точці, що визначається з

$$\frac{d^2Y}{dX^2} = 0 \tag{60}$$

Ця точка –

$$X_0 = \frac{2(k_0+1)}{k_0-2} \tag{61}$$

і тоді

$$G = \frac{27k_0}{(k_0+1)^2(8-k_0)} \tag{62}$$

В точці переходу від високого підсилення до бістабільності при $k_0 = 8,\ G = \infty$. Підсилення можна бачити на **рис 3**.

Проста модель дисперсійної оптичної бістабільності.

До експериментального спостреження оптичної бістабільності в парах Na всі дискусії про власно оптичну бістабільність велися для абсорбційного випадку. Більшість же експериментальних результатів по Na не узгоджувалися з теорією абсорбційної бістабільності і призвели до відкриттю дисперсійної бістабільності. Хоча аналіз результатів по Na потребує одночасного врахування як дисперсії, такі поглинання, строго дисперсійний варіант бістабільності надзвичайно простий і буде розглянуто нижче.

Повернемося знов до **рис. 2** і граничних умов (40) та (41). Покладемо тепер $\alpha = 0$ і збережемо $e^{+i\beta}$ так що співвідношення (42) прийме вигляд

$$\frac{E_F(0)}{E_I} = \frac{\sqrt{T}}{1 - \mathrm{Re}^{+i\beta}} \tag{63}$$

Для системи дворівневих атомів фазовий зсув ($\sim \sigma_i$) відсутній, якщо немає поглинання ($\sim \sigma_r$) оскільки $\sigma_i / \sigma_r = \Delta$, але для достатньо великих значень Δ поглинанням можна нехтувати. Також нехтуватиме ефектами стоячих хвиль. Тоді

$$E_T = \sqrt{T} e^{+i\beta/2} E_F(0) \tag{64}$$

$$E_I = \frac{(1 - \mathrm{Re}^{i\beta}) E_T}{T e^{i\beta/2}} \tag{65}$$

і

$$I_I = \left| 1 - \mathrm{Re}^{i\beta} \right|^2 \frac{I_T}{T^2} \tag{66}$$

якщо $\beta^2 << 12$, то поблизу піку пропускання інтерферометру

$$I_I \approx (1 + R\beta^2 / T^2) I_T \text{ або } Y \approx X(1 + R\beta^2 / T^2) \tag{67}$$

для $T << 1$. Рівняння (67) зв'язує інтенсивності падаючої хвилі та хвилі, що проойшла в залежності від коефіцієнту відбиття $R = 1 - T$ і набігу фаз при круговому обході резонатору β, що може залежати від інтенсивності. Це рівняння може бути отримано з формули для пропускання інтерферометра Фабрі-Перо : $I_T = I_I \left[1 + 4R \sin^2(\beta/2)/(1-R)^2 \right]^{-1}$ при припущенні, що β мало.

Припустимо, що набіг фаз лінійно залежить від інтенсивності всередині резонатору, яка пропорційна I_T, тобто

$$\beta = \beta_0 + \beta_2 I_T \tag{68}$$

де β_0 містить внески всіх не залежащих від інтенсивності змін фази, в тому числі зв'язаних з лінійним показником заломлення і стрибком на границі. Набіги фаз у формі (68) можна записати, коли є нелінійна залежеість показника заломлення $n_0 + n_2 I$, або для системи, яка описується рівняннями Блоха, при значних розстроюваннях.

Для максимума пропускання β повинна бути рівною 0, тобто $\beta_2 I_T = -\beta_0$. Можна передбачити, що для того, щоби пропускання було малим при малих інтенсивностях, початкове відстроювання повинно бути більшим, ніж ширина апаратної функції пропускання резонатору: $|\beta_0| \geq 2\pi / F = 2T/\sqrt{R}$, де F - добротність, яка дорівнює області дисперсії резонатору поділеною на ширину апаратної функції. Для $I_T = 0,\ \beta = \beta_0 \approx 2T/\sqrt{R}$ і доданок $R\beta^2/T^2$ у (67) порядку 1 і. отже, порівняно з другим доданком у скобці. При $R = 0.9$ рівність $R\beta^2/T^2 = 1$ забезпечується при $\beta^2 \approx 10^{-2}$ і, таким чином, β^2 набагато менше 12, як того потребує рівняння (67).

На рис. 4 показано, що ця проста модель, яка виражається рівняннями (67), (68) дає як бістабільний режим (два рівноважних значення I_T для одного рівня I_I), так і диференціальне підсилення ($dI_T/dI_I > 1$). При заданому R тільки зміною початкового відстроювання можна перейти від малого підсилення до великого і далі, через $G = dI_T/dI_I = \infty$ до бістабільності. Умови для β_0 отримуються просто. Для дифференціального підсилення потрібно, щоби $0 < dI_I/dI_T < 1$. В точці перегибу $d^2 I_I/dI_T^2 = 0$, що дає $|\beta_2 I_T/\beta_0| = 2/3$ і вираз

$$0 < |\beta_0| < \sqrt{3}\frac{T}{\sqrt{R}} = \sqrt{3}\frac{\pi}{F} \tag{69}$$

як умову диференціального підсилення. Коефіцієнт підсилення при цьому дорівнює

$$G = \frac{dI_T}{dI_I} = \frac{1}{1 - R\beta_0^2/3T^2} \tag{70}$$

Передаточні функції системи, що розглядається, для коефіцієнтів, що дорівнюють 4 та ∞ показані на **рис. 4**. Для досягнення бістабільного режиму потрібно, щоб $dI_I dI_T$ було менше 0. Це означає, що доданок в (67), який враховує фазовий зсув, повинен бути достатньо великим, щоб сформувати перегин в залежності I_I від I_T. Отже ми приходимо до умови:

$$|\beta_0| > \sqrt{3}\frac{T}{\sqrt{R}} = \sqrt{3}\frac{\pi}{F} \text{ (бістабільність)} \qquad (71)$$

Зазначимо, що зсув фаз $\sqrt{3}\pi/F$, який є необхідним для досягнення бістабільності, є близьким до значення $2\pi/F$ обгрунтованому з фізичних міркувань.

Раніше була знайдена умова для абсорбційної бістабільності $\alpha_0 L/T > 8$, де інтенсивність полагалася значною, щоби досягнути насичення. Тут же полагається ненасичена залежність показника заломлення від інтенсивності, так, що умова (71) констатує, що початкове відстроювання повинно бути достатньо великим. Неявно вважаєтьсятакож, що інтенсивність повинна бути достатньо великою, щоби $\beta_2 I_T$ могло б компенсувати β_0. Очевидно, чим менше нелінійність (β_2 або n_2/λ), тим більше повинна бути I_I.

Основні принципи дисперсійної оптичної бістабільності добре описуються цією простою моделлю. яка має ясний фізичний зміст.

Окрім цього існують інші моделі бістабільності серед яких вдзначимо моделі Боніфато-Луджато, але вони не будуть розглядатися за браком місця і часу.

Література: 6.

Х.Гиббс Оптическая бистабильность (управление светом с помощью света), Москва. «Мир» 1988.