

06:07

©1993 г.

## БЕЗЗЕРКАЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ ПЛАСТИНКИ НЕЛИНЕЙНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА В ФОРМЕ СКРЕЩЕННОГО РЕЗОНАТОРА ФАБРИ-ПЕРО

*П.И.Хаджи, В.А.Личман, О.Ф.Пасечник*

Теоретически исследовано нелинейное мультистабильное пропускание скрещенного интерферометра Фабри-Перо, заполненного оптически нелинейной керровской средой. Предсказаны новые типы нелинейного пропускания: многолепестковая мультистабильность, образование рогообразных структур функции пропускания и структурированных бистабильных либо мультистабильных лепестков, самопересечение мультистабильных кривых, явление вложения нескольких петель кривой пропускания под одной петлей более высокого порядка, изменение шага переключений вверх и вниз при циклическом изменении интенсивности падающего излучения и др.

### Введение

Одним из наиболее перспективных элементов для высокопроизводительной оптической вычислительной машины является нелинейный интерферометр Фабри-Перо. В последние годы интенсивно исследуется бистабильное и мультистабильное пропускание этого элемента [1-3]. Обычный резонатор Фабри-Перо традиционно рассматривается как нелинейно-оптическое переключающее устройство с одним входом и одним выходом для элемент монохроматического лазерного излучения. Рассматривая такой элемент с несколькими входами и выходами, можно существенно улучшить его характеристики и повысить функциональные возможности в качестве логического элемента. Такой резонатор к тому же может оказаться архитектурно более гибким устройством для многих применений.

Ниже представлены результаты исследования нелинейного пропускания скрещенного резонатора Фабри-Перо, состоящего из двух взаимно перпендикулярных планарных резонаторов, содержащих одну и ту же нелинейную среду. В частности, это может быть монокристалл в виде прямоугольного параллелепипеда с плоскими торцами. Лазерное излучение в нем может распространяться в двух взаимно перпендикулярных направлениях, причем в каждом из них независимо имеет место бистабильное либо мультистабильное пропускание. При одновременном возбуждении кристалла с двух взаимно перпендикулярных торцов один луч можно рассматривать в качестве сигнального, а второй — контрольного.

Контрольный луч, распространяющийся в поперечном направлении, изменяет диэлектрическую функцию вещества, тем самым изменяя условия для прохождения сигнального луча в продольном направлении. Для такого резонатора, заполненного керровской оптически нелинейной средой, нами предсказан новый тип нелинейного пропускания, названный многолепестковой оптической мультистабильностью [4,5]. Отметим, что первая попытка описания такого устройства, по-видимому, была предпринята в работе [6], однако авторам ее не удалось обнаружить каких-либо особенностей кривых пропускания.

### Основные уравнения

Геометрия скрещенного резонатора Фабри-Перо, изготовленного из монокристаллического нелинейного полупроводника с длинами сторон  $L_1$  и  $L_2$  в продольном  $x$  и поперечном  $y$  направлениях соответственно, показана на рис. 1. Предполагается, что торцы кристалла плоские и характеризуются коэффициентами отражения и пропускания, которые самосогласованно определяются параметрами среды. Никаких дополнительных (внешних) зеркал в системе нет. Пусть плоская электромагнитная волна с напряженностью электрического поля  $E_{i1}$  и частотой  $\omega$  распространяется в продольном направлении и падает из вакуума на передний торец образца. В результате многократных отражений от граней образца в нем устанавливается стационарное распределение полей прямой  $E_{f1}$  и обратной  $E_{b1}$  волн, а также отраженной  $E_{r1}$  и прошедшей  $E_{t1}$ . Аналогично ситуация имеет место и в поперечном направлении, в котором вдоль оси  $y$  на образец падает плоская волна с напряженностью поля  $E_{i2}$  и устанавливается стационарное распределение полей с амплитудами  $E_{f2}$ ,  $E_{b2}$ ,  $E_{r2}$  и  $E_{t2}$ . Предполагается, что среда резонатора характеризуется чисто дисперсионной, керровской нелинейностью с зависящим от интенсивности волны показателем преломления [1-3]

$$n = n_0 + n_2 J, \quad (1)$$

где  $n_0$  — линейный показатель преломления,  $n_2$  — нелинейный коэффициент изменения показателя преломления.

Поглощением, эффектами фазового сопряжения и брэгговского рассеяния при распространении света в среде пренебрегаем. В рамках указанных предположений рассматриваемая модель представляет собой обобщение на случай двух измерений известной одномерной модели интерферометра Фабри-Перо с дисперсионной нелинейностью [1-3].

Система уравнений, описывающая нелинейное распространение волн в среде, должна решаться с учетом граничных условий непрерывности

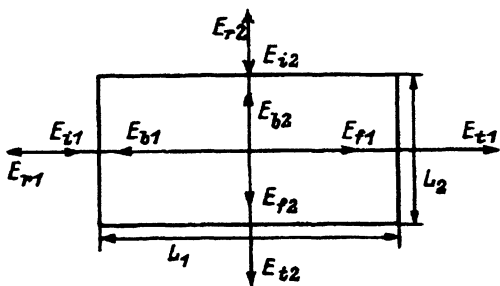


Рис. 1. Геометрия скрещенного резонатора Фабри-Перо и распределение полей.

тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границах раздела сред. В продольном направлении напряженности электрического поля в вакууме слева  $E_{0,1}$  и справа  $E_{1,0}$  от кристалла и в самом кристалле  $E_1$  можно записать в виде

$$E_{0,1} = E_{i1} \exp(ik_0x) + E_{r1} \exp(-ik_0x); \quad E_{1,0} = E_{t1} \exp[ik(x - L_1)],$$

$$E_1 = E_{f1} \exp(ikx + i\Phi_{f1}) + E_{b1} \exp(-ikx - i\Phi_{b1}), \quad (2)$$

где  $k_0 = \omega/c$ ,  $k$  — волновой вектор в среде;  $\Phi_{f1}$ ,  $\Phi_{b1}$  — фазы прямой и обратной волн в нелинейной среде, зависящие от координаты  $x$ .

Используя уравнения Максвелла, можно записать соответствующие выражения и для напряженностей магнитных полей

$$H_{0,1} = E_{i1} \exp(ik_0x) - E_{r1} \exp(-ik_0x), \quad H_{1,0} = E_{t1} \exp[ik_0(x - L_1)],$$

$$H_1 = n_{f1} E_{f1} \exp(ikx + i\Phi_{f1}) - n_{b1} E_{b1} \exp(-ikx - i\Phi_{b1}), \quad (3)$$

где обобщенные коэффициенты преломления среды

$$n_{f1,b1} = (k + d\Phi_{f1,b1}/dx)c/\omega. \quad (4)$$

Из условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей в точках  $x = 0$  и  $X = L_1$  легко получить следующую систему уравнений для амплитуд электрического поля волны:

$$E_{f1}(0) \exp(i\Phi_{f1}(0)) = \tau_{i1}(0) E_{i1} + \rho_{b1}(0) E_{b1}(0) \exp(-i\Phi_{b1}(0)),$$

$$E_{t1} = \tau_{f1}(L_1) E_{f1}(L_1) \exp[ikL_1 + i\Phi_{f1}(L_1)],$$

$$E_{b1}(L_1) \exp[-ikL_1 - i\Phi_{b1}(L_1)] = \rho_{f1}(L_1) E_{f1}(L_1) \exp[ikL_1 + i\Phi_{f1}(L_1)], \quad (5)$$

где амплитудные коэффициенты отражения и пропускания торцов кристалла определяются выражениями

$$\tau_{i1}(0) = 2/[n_{f1}(0) + 1], \quad \rho_{b1}(0) = [n_{b1}(0) - 1]/[n_{f1}(0) + 1],$$

$$\tau_{f1}(L_1) = [n_{f1}(L_1) + n_{b1}(L_1)]/[n_{b1}(L_1) + 1],$$

$$\rho_{f1}(L_1) = [n_{f1}(L_1) - 1]/[n_{b1}(L_1) + 1]. \quad (6)$$

В поперечном направлении (вдоль оси  $y$ ) поле  $E_2$  в среде представим в виде

$$E_2 = E_{f2} \exp(iky + i\Phi_{f2}) + E_{b2} \exp(-iky - i\Phi_{b2}). \quad (7)$$

Заменив индекс 1 на 2, можно записать уравнения, аналогичные (1)–(6) для амплитуд полей в поперечном направлении.

Используя материальное уравнение (1) и волновое уравнение

$$d^2 E_1/dx^2 + (\omega/c)^2 n^2 E_1 = 0, \quad (8)$$

а также выражения (2) и (7) для полей  $E_1$  и  $E_2$  в среде, в приближении медленно меняющихся в пространстве огибающих получаем следующие уравнения для амплитуд  $E_{f1}$ ,  $E_{b1}$  и фаз  $\Phi_{f1}$ ,  $\Phi_{b1}$ :

$$dE_{f1}/dx = dE_{b1}/dx = 0, \quad (9)$$

$$2kE_{f_1}(b_1)d\Phi_{f_1(b_1)}/dx - k^2E_{f_1(b_1)} + (\omega/c)^2[n_0^2 + 2n_0n_2(J_{f_1} + J_{b_1} + J_{f_2} + J_{b_2})]E_{f_1(b_1)} = 0. \quad (10)$$

Из (9) следует, что поля прямой и обратной волн  $E_{f_1(f_2)}$  и  $E_{b_1(b_2)}$  в среде являются однородными, что есть следствие предположения об отсутствии поглощения в среде. Кроме того, фазы  $\Phi_{f_1(f_2)}$  и  $\Phi_{b_1(b_2)}$  оказываются одинаковыми, в силу чего равны и обобщенные показатели преломления для прямой и обратной волн  $n_{f_1} = n_{b_1} = n_1$ ,  $n_{f_2} = n_{b_2} = n_2$ . Вследствие же однородности полей в среде  $n_1 = n_2 = n$ . Из физического требования отсутствия в линейном пределе дополнительного набега фазы из (10) получаем связь между волновым вектором  $k$  и частотой  $\omega$ :  $n_0 = ck/\omega$ . Тогда уравнения для определения нелинейного набега фазы и обобщенного показателя преломления принимают вид

$$d\Phi/dx = n_2(J_{f_1} + J_{b_1} + J_{f_2} + J_{b_2})\omega/c, \quad (11)$$

$$n = n_0 + n_2(J_{f_1} + J_{b_1} + J_{f_2} + J_{b_2}). \quad (12)$$

Используя теперь (5)–(6) и (11)–(12), нетрудно получить функции пропускания в каждом из направлений, которые выражают зависимость интенсивностей прошедших излучений  $J_{t1}$ ,  $J_{t2}$  от падающих  $J_{i1}$ ,  $J_{i2}$ ,

$$J_{i1} = J_{t1}(1 + F \sin^2 \Phi_1), \quad (13)$$

$$J_{i2} = J_{t2}[1 + F \sin^2(\Phi_1 L_2/L_1)], \quad (14)$$

где

$$\Phi = \Phi_0[1 + (n_2G/n_0)(J_{t1} + J_{t2})], \quad \Phi_0 = (\omega/c)n_0L_1, \quad (15)$$

$$F = 4R/(1 - R)^2, \quad G = (1 + R)/(1 - R), \quad (16)$$

$$R = [(n_0\Phi/\Phi_0 - 1)/(n_0\Phi/\Phi_0 + 1)]^2, \quad (17)$$

$\Phi_0$  представляет собой линейный набег фазы в продольном направлении, а  $\Phi$  — полный набег фазы, состоящий из суммы набегов фаз в продольном и поперечном направлениях с учетом нелинейных процессов взаимодействия прямой и обратной волн в среде.

Особенности функций пропускания обусловлены влиянием нелинейной интерференции прямой и обратной волн в поперечном направлении на интерференцию в продольном направлении, и наоборот. Интерференционные слагаемые содержат фазовые набег, которые зависят от амплитуд падающих полей, и поэтому интерференционные условия минимума или максимума пропускания определяются не только геометрией образца, но и интенсивностями волн. Коэффициент отражения  $R$  каждого из торцов кристалла, как следует из (15)–(17), сложным образом зависит от интенсивности падающих на среду волн. При  $J_{i1} = J_{i2} = 0$  получаем известное соотношение  $R = [(n_0 - 1)/(n_0 + 1)]^2$ . Отметим, что полученные выражения (13)–(16) справедливы также и при условии, что обратная связь обеспечивается внешними зеркалами с постоянным коэффициентом отражения  $R$ , а торцы кристалла обладают нулевой отражательной способностью.

Функции  $J_{t1}(J_{i1}, J_{i2})$  и  $J_{t2}(J_{i1}, J_{i2})$  являются искомыми функциями пропускания от двух переменных, где в качестве параметров выступают величины  $n_0, n_2, L_1$  и  $L_2$ . Рассмотрим их поведение при различных соотношениях между параметрами. Здесь естественно было бы говорить не о кривых пропускания, а о некоторых поверхностях, на которых функция  $J_{t1}$  (либо  $J_{t2}$ ) зависит от двух переменных:  $J_{i1}$  и  $J_{i2}$ . Однако ограничимся исследованием функций  $J_{t1}(J_{i1})$  и  $J_{t2}(J_{i1})$ , считая  $J_{i2}$  параметром, принимающим ряд значений. Для этого выразим функции  $J_{t1}, J_{t2}$  и  $J_{i1}$  через  $\Phi$ , затем, рассматривая  $\Phi$  как параметр и исключая его, можно изучить поведение функций пропускания. Из (13)–(15) получаем

$$J_{t1} = n_0(\Phi/\Phi_0 - 1)/(n_2G) - J_{t2}, \quad (18)$$

$$J_{i1} = J_{t1}(1 + F \sin^2 \Phi), \quad (19)$$

$$J_{i2} = J_{t2}[1 + F \sin^2(\Phi L_2/L_1)]^{-1}. \quad (20)$$

Для простоты рассмотрим сначала случай  $L_1 = L_2 = L$ . Из (18) следует, что при  $J_{i2} = 0$  функция  $J_{t1}(\Phi)$  представляет собой практически прямую линию, а  $J_{i1}(\Phi)$  характеризуется осцилляционным ростом. Исключая  $\Phi$ , получаем известную мультистабильную кривую пропускания, присущую обычному одномерному резонатору Фабри–Перо [1–3]. Участки кривой пропускания с отрицательным наклоном являются нестабильными, и при стационарном возбуждении физически реализуются только участки кривой с положительным наклоном. При движении изображающей точки вдоль мультистабильной кривой от начала координат величина интенсивности излучения на входе  $J_{i1}$  изменяется колебательно, тогда как  $J_{t1}$  только растет. Можно сказать, что функция  $J_{t1}(J_{i1})$  является многозначной, тогда как обратная ей функция  $J_{i1}(J_{t1})$  существенно однозначна и характеризуется наличием последовательных минимумов и максимумов.

При  $J_{i2} \neq 0$  функция  $J_{i1}(\Phi)$  сохраняет прежний осцилляционный характер, однако смещается (как целое) вниз на величину  $J_{i2}$ . Что касается функции  $J_{t1}(\Phi)$ , то у нее возникают отклонения от линейного характера (рис. 2). Расчеты проводились для следующих значений параметров:  $n_0 = 3.5, n_2 = 0.01 \text{ см}^2/\text{кВт}, L_1 = L_2 = L = 1 \text{ мкм}, \lambda = 0.85 \text{ мкм}$ . При малых значениях  $J_{i2}$  эта функция по-прежнему представляет собой возрастающую кривую, однако скорость ее изменения очень мала. Глубина модуляции функции  $J_{t1}(\Phi)$  определяется вторым слагаемым в (18) и носит осцилляционный характер. Чем больше  $J_{i2}$ , тем больше величина модуляции. При некотором критическом значении  $J_{i2}$  на графике функции  $J_{t1}(\Phi)$  возникает плоский участок. При небольшом превышении  $J_{i2}$  над критическим плоский участок преобразуется в кривую с близко расположенным максимумом и минимумом, причем максимум функции  $J_{t1}(\Phi)$  располагается правее максимума  $J_{i1}(\Phi)$ , а ее минимум — левее. Дальнейший рост  $J_{i2}$  приводит к последовательному появлению новых пар максимумов и минимумов, при этом расстояние между экстремумами в каждой паре возрастает. Отметим, что при  $R = \text{const}$  и критическом значении  $J_{i2}$  возникает бесконечная последовательность пар экстремумов, положение которых определяется из уравнения

$$(1 + F \sin^2 \Phi)^2 + (\Phi_0 F n_2 G / n_0) J_{i2} \sin(2\Phi) = 0. \quad (21)$$

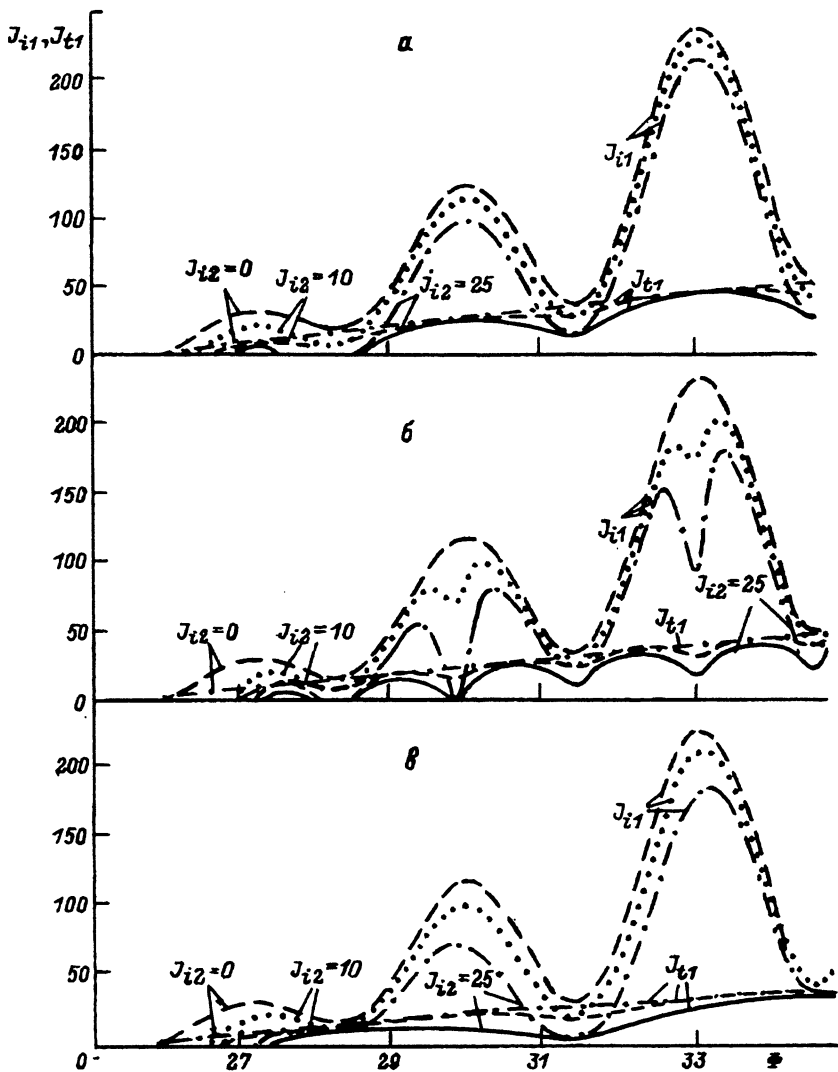


Рис. 2. Зависимость функций  $J_{i1}$  и  $J_{t1}$  от полного набегу фазы  $\Phi$  при различных значениях  $J_{i2}$  для трех соотношений размеров резонатора Фабри-Перо. а —  $L_1 = L_2$ , б —  $L_2 = 2L_1$ , в —  $L_1 = 2L_2$ . Интенсивности измеряются в кВт/см<sup>2</sup>.

Минимумы функции  $J_{t1}(\Phi)$  углубляются с ростом  $J_{i2}$ , и при некотором значении этой величины первый минимум достигает нуля. В этой же точке обращается в нуль и функция  $J_{i1}(\Phi)$ . Таким образом, обе функции  $J_{t1}(\Phi)$  и  $J_{i1}(\Phi)$  возрастают до максимального значения и затем убывают до нуля. При дальнейшем росте  $J_{i2}$  возникает область значений  $\Phi$ , в которой функции не существуют, а правее появляется новый нуль этих функций, и т.д. Исключая переменную  $\Phi$  и двигаясь непрерывно вдоль кривой  $J_{t1}(J_{i1})$  от начала координат, при циклическом изменении  $J_{i1}$  видим, что теперь возможно не только увеличение  $J_{t1}$ , но также и его уменьшение, т.е. имеет место многозначность не только прямой функции

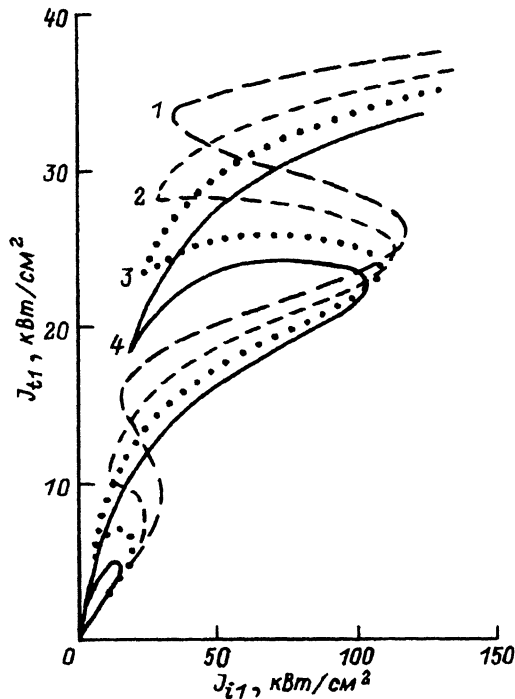


Рис. 3. Функция пропускания  $J_{t1}(J_{i1})$ .  
 $J_{i2}$ , кВт/см<sup>2</sup>: 1 — 0, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 15.

$J_{t1}(J_{i1})$ , но и обратной ей. Это обстоятельство приводит к радикальным изменениям функции пропускания. На рис. 3 представлены кривые функций пропускания при различных значениях  $J_{i2}$  в области первых двух петель мультистабильности. С ростом  $J_{i2}$  уменьшаются критические интенсивности падающего излучения  $J_{i1}$ , соответствующие переключениям вверх с одной ветви на другую, при этом уменьшаются соответствующие им значения  $J_{t1}$ . Еще сильнее изменяются критические значения интенсивностей  $J_{i1}$ , соответствующие переключениям с верхних ветвей гистерезисной кривой на нижние. При этом чем ниже порядок ветви мультистабильности, тем сильнее эти изменения. При определенном  $J_{i2}$ , соответствующем обращению в нуль функций  $J_{t1}(\Phi)$  и  $J_{i1}(\Phi)$ , кривая  $J_{t1}(J_{i1})$  изменяется таким образом, что переключение с нижней ветви гистерезисной кривой на верхнюю происходит при конечных, не равных нулю значениях  $J_{t1}$  и  $J_{i1}$ , тогда как переключение с верхней ветви на нижнюю происходит при нулевых значениях  $J_{t1}$  и  $J_{i1}$ , т.е. такое переключение вниз вообще отсутствует и первая петля мультистабильной кривой преобразуется в лепесток у начала координат (рис. 3). С ростом  $J_{i2}$  область пространства, занимаемая первым лепестком, уменьшается, он стягивается к началу координат, и заметна тенденция к формированию второго лепестка на следующей петле гистерезисной кривой. При некотором новом критическом значении интенсивности  $J_{i2}$  значения  $J_{t1}$  и  $J_{i1}$ , соответствующие переключению с третьей ветви гистерезисной кривой на вторую, также обращаются в нуль и образуется второй лепесток. Число лепестков у начала координат зависит от соотношения параметров  $n_0$  и  $n_2$  и интенсивности  $J_{i2}$ . Образование лепестка и постепенное его стягивание к началу координат с ростом  $J_{i2}$  свидетельствует о том, что выбором соответствующего значения падающей в поперечном направлении интен-

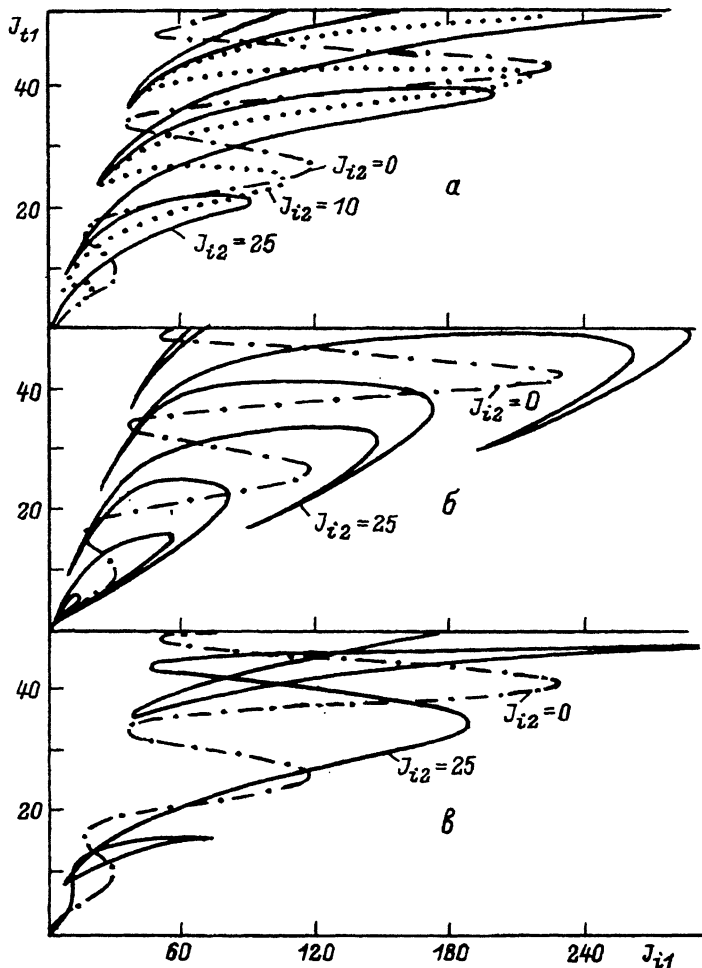


Рис. 4. Функция пропускания  $J_{i1}(J_{i1})$  при трех соотношениях размеров резонатора Фабри-Перо и различных значениях  $J_{i2}$ .

$a$  —  $L_1 = L_2$ ,  $б$  —  $L_2 = 2L_1$ ,  $в$  —  $L_1 = 2L_2$ . Интенсивности даны в  $\text{kBт/см}^2$ .

сивности можно уменьшить на какую угодно величину интенсивность в продольном направлении. Это обстоятельство может существенно повлиять также и на проявление эффекта критического замедления [2].

Из рис. 3 и 4, а также видно, что с ростом  $J_{i2}$  происходит постепенная деформация функции пропускания  $J_{i1}(J_{i1})$  с образованием первого лепестка. При увеличении  $J_{i1}$  изображающая точка перемещается вдоль нижней ветви первого лепестка, затем происходит перескок на вторую нижнюю ветвь мультистабильной части кривой, далее перескок на третью ветвь и т.д. При уменьшении  $J_{i1}$  перескоки происходят на участки верхних ветвей мультистабильной кривой, но отсутствует перескок на лепесток, т.е. последний перескок в обратном направлении происходит на ветвь, расположенную над лепестком, вдоль которой имеет место уменьшение  $J_{i1}$  до нуля. При взятых нами значениях  $n_0$  и  $n_2$  в начале координат существует только один лепесток. К моменту образования второго первый исчезает. Отметим, что вся структура кривой пропускания рас-



полагается в створке, образованной двумя огибающими: прямой линией  $J_{t1} = J_{i1}$  и кривой (в силу зависимости  $R$  от  $J_{t1}$  и  $J_{i1}$ )  $J_{t1} = J_{i1} G^2$ .

Поведение функции пропускания в поперечном направлении  $J_{t2}(J_{i1})$  можно изучить, исключая из выражений (20) и (21) переменную  $\Phi$ . Из (21) следует, что функция  $J_{t2}(\Phi)$  осциллирует в пределах от  $J_{i2} G^2$  до  $J_{i2}$ . В этих же пределах будет изменяться функция  $J_{t2}(J_{i1})$ . При малых значениях  $J_{i2}$  возникают скачки у функции пропускания при циклическом изменении  $J_{i1}$  (рис. 5, а). Амплитуды скачков тем больше, чем больше  $J_{i2}$ . При некотором критическом значении этой величины, когда у функции пропускания в продольном направлении возникает первый лепесток, пропускание в поперечном направлении также характеризуется образованием особенности, состоящей в том, что левый край первой ветви гистерезисной кривой касается вертикальной оси. Изображающая точка, перемещаясь вдоль кривой, двигается от  $J_{i1} = 0$  и снова возвращается к этому же значению  $J_{i1}$ , но при другом значении  $J_{t2}$ . При дальнейшем увеличении  $J_{i2}$  нижняя часть первой ветви мультистабильной кривой пропускания отделяется от всей верхней части. Тогда при увеличении  $J_{i1}$  имеют место последовательные скачки вверх с одной ветви мультистабильной кривой на другую, а при уменьшении  $J_{i1}$  число скачков вниз оказывается на единицу меньше, так как отсутствует скачок на нижнюю (отделившуюся) ветвь функции пропускания  $J_{t2}(J_{i1})$ . При дальнейшем увеличении  $J_{i2}$  область отделившегося участка уменьшается и заметна тенденция к отделению следующего участка кривой пропускания. В зависимости от соотношения параметров возможно существование нескольких отделившихся участков мультистабильной кривой.

Здесь уместно отметить отличие кривых пропускания, рассчитанных для случаев  $R = \text{const}$  и  $R = f(J_{i1}, J_{i2})$ . Это отличие заметно даже при  $J_{i2} = 0$ . При  $R = \text{const}$  эти кривые более растянуты вдоль оси  $J_{t1}$  и более сжаты вдоль  $J_{i1}$ . Это означает, что при учете зависимости коэффициента отражения торцов кристалла от интенсивности возбуждения для случая самофокусирующей керровской среды необходимы большие падающие интенсивности для переключения вверх или вниз, однако прошедшие интенсивности при этом оказываются меньше, чем в случае  $R = \text{const}$ . Это обусловлено тем, что огибающая функции пропускания справа при  $R = \text{const}$  является прямой линией, а при  $R = f(J_{i1}, J_{i2})$  огибающая представляет собой выпуклую кривую, которая с ростом  $J_{i1}$  все более отклоняется вправо от прямой линии. Огибающие слева в обоих случаях — прямая линия, однако в силу большей выпуклости кривой пропускания при  $R = \text{const}$  в вертикальном направлении несколько возрастают и соответствующие критические переключения вниз. При  $J_{i2} \neq 0$  этот эффект заметен еще сильнее. Аналогичный результат можно получить при рассмотрении функции пропускания  $J_{t2}(J_{i1})$ . Отсюда можно сделать принципиальный вывод о важности (и необходимости) учета зависимости коэффициента отражения торцов нелинейного кристалла от интенсивности возбуждения.

Далее рассмотрим влияние геометрии образца на поведение функций пропускания. Одновременное изменение обоих размеров образца приводит к существенным изменениям функции пропускания: изменяются критические интенсивности переключения вверх и вниз, возможно появление участка дифференциального усиления в области первой петли. Кроме того, при  $J_{i2} \neq 0$  изменение размера  $L$  может улучшить либо ухудшить

уловия формирования лепестков функции пропускания. Однако ряд новых результатов можно получить при различных длинах торцов монокристаллического резонатора Фабри-Перо  $L_1 \neq L_2$ , которые открывают широкие возможности его практического применения.

Рассмотрим сначала наиболее простой случай  $L_2 = 2L_1$ . Из выражений (19) и (20) и рис. 2,б следует, что имеют место колебания функций  $J_{t1}(\Phi)$  и  $J_{i1}(\Phi)$  на основной частоте (с фазой  $\Phi$ ) и на удвоенной (с фазой  $2\Phi$ ). При  $J_{i2} \neq 0$  функция  $J_{t1}(\Phi)$  растет, осциллируя на удвоенной частоте, тогда как функция  $J_{i1}(\Phi)$  осциллирует как на основной, так и на удвоенной частотах. Динамика изменения функции  $J_{t1}(\Phi)$  с ростом  $J_{i2}$  такая же, как и в случае  $L_2 = L_1$ , только расстояние между образующимися экстремумами в два раза меньше. Что касается функции  $J_{i1}(\Phi)$ , то при малых  $J_{i2}$  она слегка уменьшается и уширяется. При этом минимумы, соответствующие колебаниям на основной частоте, касаются кривой  $J_{t1}(\Phi)$ . С ростом  $J_{i2}$  в области основных максимумов возникают провалы, глубина которых быстро растет. Таким образом, на месте прежнего максимума формируются дополнительный минимум и два соседних максимума, причем каждый последующий максимум выше предыдущего, однако минимумы имеют различную глубину. При определенном значении  $J_{i2}$  появляется первый нуль в области основного минимума функции  $J_{i1}(\Phi)$ , а затем и в области дополнительного минимума, причем случай  $L_2 = 2L_1$  является более благоприятным для одновременного существования нескольких нулей по сравнению со случаем  $L_2 = L_1$ . Это означает, что одновременно могут существовать несколько лепестков у функции пропускания. Что касается функции  $J_{i2}(\Phi)$ , то она осциллирует на удвоенной частоте, изменяясь в указанных ранее пределах. Отмеченные здесь особенности поведения функций  $J_{t1}(\Phi)$ ,  $J_{i2}(\Phi)$ ,  $J_{i1}(\Phi)$  непосредственно сказываются на пропускании. На рис. 4,б представлены мультистабильные кривые пропускания  $J_{t1}(J_{i1})$ . Видно, что даже при малых значениях  $J_{i2}$  имеет место существенное искажение функции пропускания по сравнению со случаем  $J_{i2} = 0$  и  $L_2 = L_1$ . По-прежнему наблюдается уменьшение интенсивностей переключения как снизу вверх, так и сверху вниз. Однако число переключений вверх и вниз при изменении  $J_{i1}$  одно и то же. При некотором значении  $J_{i2}$  возникает первый лепесток у функции  $J_{t1}(J_{i1})$ , обусловленный загибом левого края нижней петли мультистабильной кривой. Это означает, что исчезает одно переключение вниз. Дальнейший рост  $J_{i2}$  приводит к образованию второго лепестка за счет загиба правого края нижней петли мультистабильной кривой. Если при  $L_2 = L_1$  лепестки формировались только за счет загибов левых концов каждой петли, а правые концы деформировались незначительно, то при  $L_2 = 2L_1$  происходит существенная деформация и правых концов петель мультистабильности. При больших значениях  $J_{i2}$  возможно одновременное существование нескольких лепестков. Как видно из рис. 4,б, при  $J_{i2} = 25 \text{ кВт/см}^2$  увеличение падающей интенсивности в продольном направлении от нуля до  $250 \text{ кВт/см}^2$  сопровождается пятью переключениями вверх, тогда как уменьшение ее от этого же значения до нуля сопровождается только двумя переключениями вниз, а при циклическом изменении  $J_{i1}$  от 0 до  $90 \text{ кВт/см}^2$  имеют место три переключения вверх и только одно вниз. Расположенная над лепестками часть кривой пропускания при больших значениях  $J_{i2}$  представляет собой непрерывную кривую с закрученными вниз в виде рогов окончаниями петель мультистабильности. Огибающи-

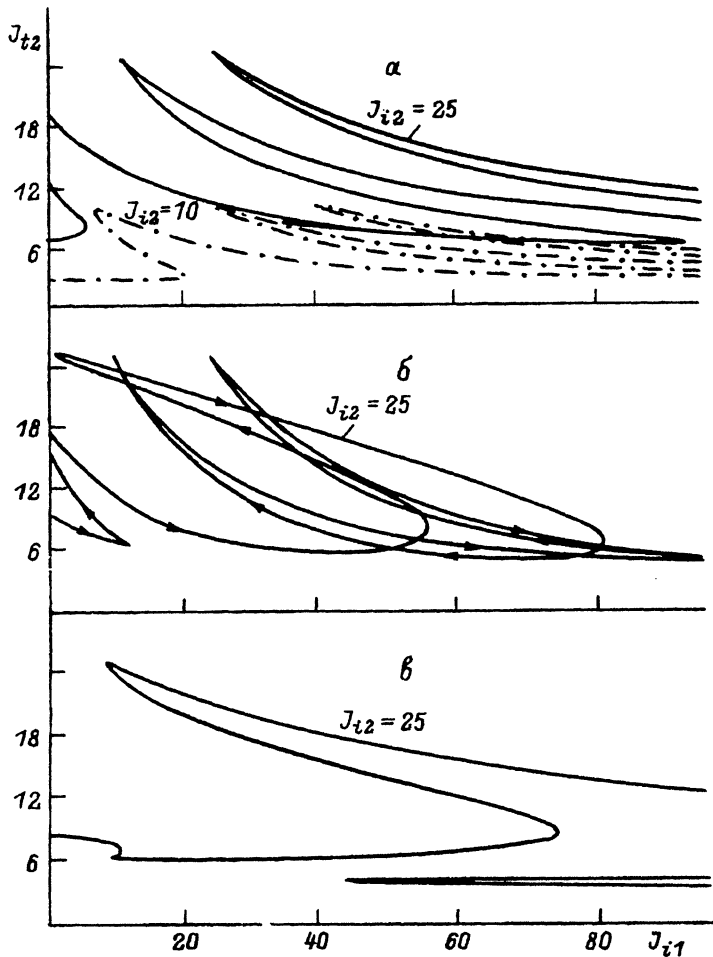


Рис. 5. Функция пропускания  $J_{t2}(J_{i1})$  при трех соотношениях размеров резонатора Фабри-Перо и различных значениях  $J_{i2}$ .

Интенсивности даны в кВт/см<sup>2</sup>. а —  $L_1 = L_2$ , б —  $L_2 = 2L_1$ , в —  $L_1 = 2L_2$ .

ми этих рогообразных структур являются по-прежнему упоминавшиеся ранее кривые. Отмеченные здесь особенности поведения функций пропускания при  $L_2 = 2L_1$  обусловлены конструктивной нелинейной интерференцией распространяющихся во взаимно перпендикулярных направлениях волн.

Зная характер изменения функций  $J_{t2}(\Phi)$  и  $J_{i1}(\Phi)$  при  $L_2 = 2L_1$ , можно определить зависимость  $J_{t2}(J_{i1})$ . На рис. 5,б представлена функция пропускания в поперечном направлении при различных значениях  $J_{i2}$ . Характер поведения этой функции существенно изменился со случаем  $L_2 = L_1$ , что обусловлено сложным характером интерференционных эффектов.

Рассмотрим противоположный случай, когда  $L_1 = 2L_2$ . Как следует из выражений (19)–(20) и рис. 2,в, функция  $J_{t1}(\Phi)$  колеблется на половинной частоте (с фазой  $\Phi/2$ ), а  $J_{i1}(\Phi)$  — как на основной, так и на половинной частотах. Это означает, что на участках роста функции  $J_{t1}(\Phi)$  функция

$J_{i1}(\Phi)$  может как расти, так и убывать, что в свою очередь приводит к новым особенностям поведения кривых пропускания. На рис. 4,в представлены графики функции  $J_{i1}(J_{i1})$  при различных значениях  $J_{i2}$ . Видно, что с ростом  $J_{i2}$  образуется первый лепесток, форма которого отличается от ранее рассмотренных случаев  $L_1 = L_2$  или  $L_2 = 2L_1$ . Кроме того, в области второй и третьей петель мультистабильной кривой пропускания формируется структура с самопересечениями, что обусловлено колебаниями функции  $J_{i1}(\Phi)$  в течение периода изменения функции  $J_{i1}(\Phi)$ . Следует отметить, что форма мультистабильных кривых пропускания  $J_{i1}(J_{i1})$  в случае  $L_1 = 2L_2$  радикально отличается от формы соответствующих кривых в случае  $L_2 = 2L_1$ , что обусловлено различным влиянием интерференционных эффектов в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Радикально перестраивается также и функция пропускания  $J_{i2}(J_{i1})$  по сравнению с предыдущими случаями. Как видно из рис. 5,в, в случае  $L_1 = 2L_2$  возникает дополнительная структура в области малых значений  $J_{i2}$ , а именно вместо загиба правых участков ветвей вправо вверх происходит их загиб влево вниз. Отражением факта образования лепестка у функции  $J_{i1}(J_{i1})$  является формирование отделившегося участка кривой пропускания  $J_{i2}(J_{i1})$  в области малых значений  $J_{i1}$ , соответствующей первой петле мультистабильной кривой при малых значениях  $J_{i2}$ .

Увеличение кратности отношения размеров образца дополнительно усложняет поведение функций пропускания. При  $L_2 = nL_1$  возможно вложение нескольких петель мультистабильной кривой пропускания  $J_{i1}(J_{i1})$  под одной петлей. С ростом  $J_{i2}$  имеет место эффект вложения нескольких петель под одной петлей более высокого порядка, причем этот эффект проявляется при уменьшении  $J_{i1}$ , что приводит к существенному уменьшению числа переключений вниз по сравнению с числом переключений вверх. Физически это обусловлено влиянием многократной интерференции волн в одном направлении на интерференцию в перпендикулярном направлении. При обратном соотношении длин имеют место эффекты многократных самопересечений петель мультистабильной кривой, а также образование структурированных, мультистабильных лепестков. Естественно, что указанные особенности будут проявляться и у функции пропускания  $J_{i2}(J_{i1})$ . Отметим, что несоизмеримость длин образца приводит к нарушению последовательности возникновения указанных особенностей, к дополнительному искажению функций пропускания.

Интерес представляет также поведение функций пропускания при изменении параметров среды  $n_0$  и  $n_2$ . Для выяснения этого вопроса достаточно исследовать функцию  $J_{i1}(\Phi)$  при различных значениях  $J_{i2}$ , так как ее поведение в основном и определяет характер функции пропускания. Чем больше  $n_2$ , тем сильнее выражена структура функции  $J_{i1}(\Phi)$ . Следовательно, увеличение параметра нелинейности  $n_2$  при фиксированном  $n_0$  благоприятствует формированию найденных выше особенностей функций пропускания. С другой стороны, увеличение  $n_2$  также благоприятствует проявлению найденных особенностей.

## Заключение

В заключение отметим, что выход за рамки использованных приближений может в определенной мере изменить полученные результаты. Например, учет поглощения может уменьшить влияние интерференционных

эффектов, уменьшить число петель мультистабильности, изменить формы огибающих петель и даже свести мультистабильное пропускание к бистабильному с ярко выраженным эффектом ограничения мощности. Исследование этих эффектов в настоящее время проводится. Однако они могут иметь место только при сильном поглощении. В случае же слабого поглощения все найденные выше особенности качественно сохраняются. С другой стороны, учет брэгговского рассеяния прямой волны на обратной и наоборот качественно также не изменит полученные результаты, так как их учет сведется к незначительному изменению веса фазовых функций.

### Список литературы

- [1] *Miller D.A.B.* // IEEE J. Quant. Electr. 1981. Vol. 17. N 3. P. 306-311.
- [2] *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 518 с.
- [3] *Marburger J.H., Felber F.S.* // Phys. Rev. 1978. Vol. A17. N 1. P. 335-342.
- [4] *Хаджи П.И., Пасечник О.Ф., Личман В.А.* // Тез. докл. III Всесоюз. совещания "Применение халькогенидных полупроводников в оптоэлектронике". Кишинев, 1991. С. 96-97.
- [5] *Хаджи П.И., Личман В.А., Пасечник О.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 1. С. 60-64.
- [6] *Holm D.A., Karpon V.A.* // Opt. Lett. 1989. Vol. 14. N 12. P. 601-603.

Институт прикладной физики  
Кишинев

Поступило в Редакцию  
16 июля 1992 г.