

06.3; 07

© 1992

ПРОПУСКАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО СКРЕЩЕННОГО РЕЗОНАТОРА ФАБРИ-ПЕРО

П.И. Х а д ж и, В.А. Л и ч м а н, О.Ф. П а с е ч н и к

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, 2]. Обычный резонатор Фабри-Перо традиционно рассматривается как нелинейно-оптическое переключающее устройство с одним входом и одним выходом для 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 более гибким устройством для многих применений.

Нами исследована функция пропускания нелинейного скрещенного резонатора Фабри-Перо. Лазерное излучение в нем может распространяться в двух взаимно перпендикулярных направлениях (см. рис. 1), причем в каждом из них независимо имеет место бистабильное либо мультистабильное пропускание. При одновременном возбуждении кристалла таким способом один луч можно рассматривать в качестве сигнального, а второй – контрольного. Контрольный луч, распространяющийся в поперечном направлении, изменяет диэлектрическую функцию вещества, тем самым изменяя и условия для прохождения сигнального луча в продольном направлении. Для такого резонатора, заполненного керровской оптической нелинейной средой, нами предсказан новый тип нелинейного пропускания, названный многолепестковой оптической мультистабильностью [3]. Отметим, что первая попытка описания такого устройства, по-видимому, была предпринята в работе [4].

На торцы резонатора падают монохроматические волны с амплитудами электрических полей E_{i1} и E_{i2} (см. рис. 1). В результате многократных отражений от его торцов устанавливается стационарное распределение полей прямых (E_{f1}, E_{f2}) и обратных (E_{b1}, E_{b2}) волн, а также волн, отраженных (E_{r1}, E_{r2}) и прошедших (E_{t1}, E_{t2}) через кристалл. Предполагается, что грани образца сами по себе являются зеркалами с зависящими от интенсивности излучения коэффициентами отражения, и никаких дополнительных отражающих поверхностей или внешних зеркал нет. Среда характеризуется дисперсионной нелинейностью с зависящим от интенсивности показателем преломления $n = n_0 + n_2 J$, где n_0 и n_2 – константы. Поглощением и эффектами брэгговского рассеяния при рас-

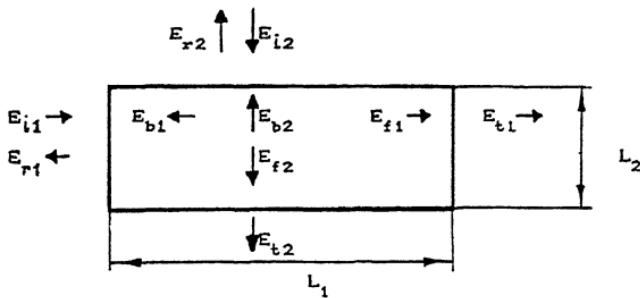


Рис. 1. Схема скрещенного резонатора Фабри-Перо.

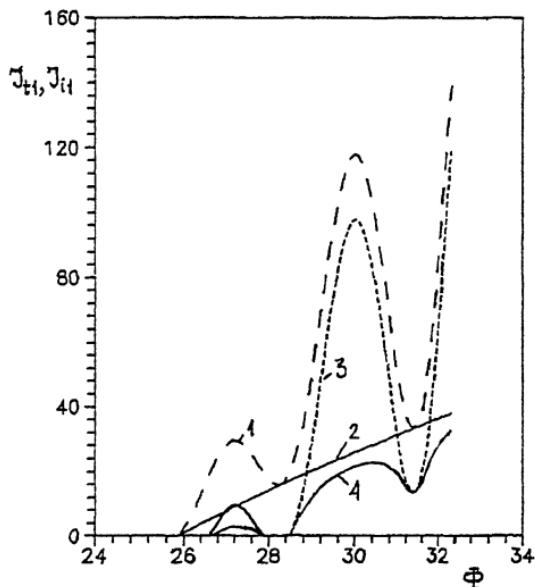


Рис. 2. Зависимость от фазы Φ интенсивностей падающих волн J_{i1} (Φ): 1 – при $J_{i2} = 0 \text{ кВт/см}^2$, 3 – при $J_{i2} = 20 \text{ кВт/см}^2$; и прошедших волн: 2 – при $J_{i2} = 0 \text{ кВт/см}^2$, 4 – при $J_{i2} = 20 \text{ кВт/см}^2$.

пространении света в среде пренебрегается. Используя волновые уравнения для полей в среде и граничные условия для их тангенциальных составляющих на четырех торцах кристалла, получаются следующие выражения для интенсивностей прошедшего излучения J_{ti} и J_{t2} :

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

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

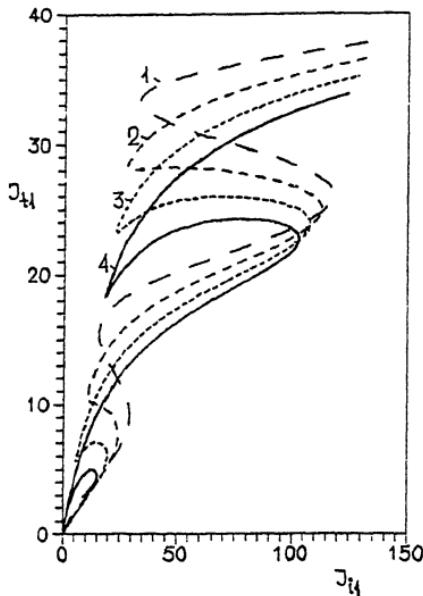


Рис. 3. Функции пропускания $J_{t1} (J_{i1})$: 1 - при $J_{i2} = 0 \text{ кВт/см}^2$, 2 - 5 кВт/см^2 , 3 - 10 кВт/см^2 , 4 - 15 кВт/см^2 .

где $\Phi = \Phi_0 [1 + n_2 G (J_{t1} + J_{t2})/n_0]$, $\Phi_0 = n_0 L_1 \omega_0 / c$,

$$F = 4R/(1-R)^2, \quad G = (1+R)/(1-R), \quad R = [(n_0\Phi/\Phi_0 - 1)/(n_0\Phi/\Phi_0 + 1)]^2,$$

J_{t1} и J_{t2} - интенсивности падающего излучения, L_1 , L_2 - размеры кристалла в продольном и поперечном направлениях. Заметим, что выражения (1)-(2) справедливы и при условии, когда обратная связь обеспечивается внешними зеркалами с постоянным коэффициентом отражения R .

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, положив для простоты $L_1 = L_2 = L$. Тогда из (1)-(2) легко получить явные зависимости $J_{t1} (\Phi)$ и $J_{t2} (\Phi)$, считая J_{i2} параметром:

$$J_{t1} = n_0(\Phi/\Phi_0 - 1)/(n_2 G) - J_{i2}/(1 + F \sin^2 \Phi), \quad (3)$$

$$J_{t2} = (1 + F \sin^2 \Phi) n_0(\Phi/\Phi_0 - 1)/(n_2 G) - J_{i2}. \quad (4)$$

При $J_{i2} = 0$ функция $J_{t1} (\Phi)$ представляет собой прямую линию, а $J_{t2} (\Phi)$ характеризуется осцилляционным ростом (см. рис. 2, на котором представлены результаты расчетов с параметрами $n_0 = 3.5$; $n_2 = 0.01 \text{ см}^2/\text{кВт}$ [2]; $L_1 = L_2 = L = 1 \text{ мкм}$). При $J_{i2} \neq 0$ функция $J_{t1} (\Phi)$ также начинает проявлять колебательный характер. Что касается зависимости $J_{t2} (\Phi)$, то она сохраняет

прежний осцилляторный характер, но смешена вниз на величину J_{i2} . Минимумы функции $J_{t1}(\Phi)$ также углубляются с ростом J_{i2} и при некотором значении этой величины достигают нуля. В этой же точке обращается в нуль и функция $J_{i1}(\Phi)$. При дальнейшем росте J_{i2} возникает область значений Φ , в которой функции не существуют (см. рис. 2, где кривые 3 - $J_{i2}(\Phi)$ и 4 - $J_{i1}(\Phi)$ получены для $J_{i2} = 20 \text{ кВт/см}^2$).

Исключая из (3)-(4) переменную Φ , находим поведение функции пропускания $J_{t1}(J_{i1})$ при различных значениях $J_{i2} = \text{const}$ (см. рис. 3, приведенные кривые получены при тех же значениях параметров n_0 , n_2 , L_1 и L_2). Мультистабильная кривая $J_{t1}(J_{i1})$ при $J_{i2} = 0$ присуща обычному резонатору Фабри-Перо [1, 2]. Участки кривой пропускания с отрицательным наклоном являются нестабильными и при стационарном возбуждении физически реализуются только участки с положительным наклоном. При движении вдоль мультистабильной кривой от начала координат величина 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 экстремумов.

При $J_{i2} \neq 0$ имеет место многозначность не только прямой зависимости $J_{t1}(J_{i1})$, но и обратной ей. Это обстоятельство приводит к радикальным изменениям функции пропускания (см. рис. 3). С ростом J_{i2} уменьшаются значения интенсивности падающего излучения J_{i1} , соответствующие переключениям вверх с одной ветви мультистабильной кривой на другую; при этом уменьшаются и соответствующие им значения J_{t1} . 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 преключение с верхней ветви на нижайшую происходит при нулевых значениях J_{t1} и J_{i1} , т. е. первая петля мультистабильной кривой преобразуется в лепесток у начала координат. 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 . Форма лепестков существенно зависит от размеров кристалла L_1 и L_2 . Варьируя этими параметрами в скрещенном резонаторе Фабри-Перо, можно получать большое разнообразие гистерезисных кривых.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] M i l l e r D.A.B. // IEEE J. Quant. Electron. 1981.
V. 17. N 3. P. 306–311.
- [2] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988.
- [3] Хаджи П.И., Пасечник О.Ф., Личман В.А.
Тез. докл. Ш Всес. освещ. „Применение халькогенидных стеклообразных полупроводников в оптоэлектронике. Кишинев, 1991.
С. 96–97.
- [4] H o l m D.A., C a p r o n V.A. // Opt. Lett. 1989.
V. 14. N 12. P. 601–603.

Институт прикладной физики
АН Молдовы, Кишинев

Поступило в Редакцию
24 марта 1992 г.