УДК 621.373

О РАСПРОСТРАНЕНИИ СВЕТА В МНОГОЖИЛЬНЫХ СВЕТОВОДАХ СО СЛУЧАЙНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

С. С. Абдуллаев, Ф. Х. Абдуллаев

Работа посвящена исследованию некоторых закономерностей распространения света в многожильных световодах со случайным разбросом некоторых параметров отдельных световедущих волокон (например, диаметра или показателя преломления сердцевины волокна). В плотно упакованной системе волокон с идентичными параметрами свет, запущенный в одно из волокон, постепенно переходит в соседние волокна и по мере распространения «расплывается» по поперечному сечению системы [1]. Это «расплывание» света происходит вследствие оптической туннельной связи между волокнами. Если в системе волокон имеются неоднородности, меняющиеся вдоль оси световода z, то к туннельному механизму «расплывания» добавляется также связь через рассеяние света на этих неоднородностях [2].

Рассмотрим случай, когда параметры отдельных волокон принимают различные значения и распределены случайным образом. Тогда константы распространения K_n (z — компонента волнового вектора) мод волокон также будут распределены случайным образом Так как оптическая туннельная связь между волокнами наиболее эффективно происходит лишь при одинаковых константах распространения мод соответствующих волокон, то «расплывание» света, обусловленное туннельной связью, сильно подавляется. Более того, как будет показано ниже, при превышении разброса k_n некоторогс критического значения происходит локализация света в первоначально возбужденном волокне и свет не «расплывается» по поперечному сечению системы

Ожидаемое явление вытекает из аналогии между распространением света в системе диэлектрических волокон со случайным разбросом констант распространения и моделью Андерсона [3, 4] для электрона в случайной решетке

Перейдем к математическому описанию данного явления. Изменение амплитуды $a_n^i(z)$ i-моды n-волокна описывается уравнением для связанных волн [1]

$$-i\frac{d a_n^i}{d z} = K_n^i a_n^i + \sum_{j,\, n\neq n'} V_{nn'}^{ij} a_{n'}^j, \tag{1}$$

где K_n^i — константа распространения i-моды n-волокна, $V_{nn'}^{ij}$ — константы связи мод i и j, принадлежащих соответственно n- и n'-волокнам. Для простоты рассмотрим одномодовые волокна. Будем предполагать, что константы распространения k_n являются случайными величинами с функцией распределения $P(k_n)$, обладающей шириной W.

Модель Андерсона [3] описывается уравнением типа (1), где роль координаты z играет время t, константы распространения k_n — энергия E_n, а переходы между различными центрами в решетке описываются матричными элементами $V_{nn'}$. Предположения, сделанные нами о величинах k_n, совпадают с предположением о E_n в модели Андерсона

Поставим следующую задачу: пусть в плоскости $z = 0$ возбуждено только одно из волокон, скажем $n_0 = 0$, т. е. $a_n(0) = \delta_{n0}$ Как будет вести себя амплитуда $a_0(z)$ при больших значениях z? При «расплывании» света по поперечному сечению амплитуда $a_0(z)$ будет убывать и при $z \to \infty$ обратится в нуль. Наоборот, в случае локализации $a_0(z)$ будет отлична от нуля даже при $z \to \infty$

Андерсон показал [3], что последний результат возможен при выполнении следующих условий:

а) константы связи $V_{nn'}$ должны убывать быстрее, чем $1/R_{nn'}^3$ при увеличении расстояния $R_{nn'}$ между n- и n'-центрами. В нашем случае $V_{nn'}$ должна убывать быстрее, чем $1/R_{nn'}^2$, так как система волокон эквивалентна двумерной системе;

б) значение величины W должно превышать некоторое критическое значение W_c.

Точные значения W_c для различных двумерных и трехмерных систем, найденных численными расчетами, приведены в [4]. Плотно упакованная система волокон эквивалентна плоской треугольной решетке. Для этой системы $W_c = 9{,}4\, V$, где V — значение $V_{nn'}$ между ближайшими волокнами.

Для системы диэлектрических волокон условие а) выполняется, так как величины $V_{nn'}$ убывают при увеличении $R_{nn'}$ экспоненциально [2]· $V_{nn'} \sim \exp(-\beta R_{nn'})/\sqrt{R_{nn'}/d}$. Для оценки нижней границы разброса диаметров сердцевины волокна, при котором возможна локализация, был проведен расчет V по формулам, приведенным в [2] в случае связи HE_{11}-мод одномодовых волокон. Показатели преломления сердцевины и оболочки были выбраны равными соответственно $n_c = 1{,}01$ и $n_0 = 1{,}00$, а диаметр сердцевины $2d = 2{,}7$ *мкм* При этих значениях параметров $W_c d = 9{,}4\, Vd \approx 10^{-1} \exp(-R/d)/\sqrt{R/d}$. С другой стороны, величина разброса k_n имеет порядок $Wd \sim 10\, \Delta d/d$, где $\Delta d/d$ — от-

носительный разброс диаметра сердцевины. Отсюда получим оценку для критического разброса диаметра $(\Delta d/d)_c \sim 10^{-2}\exp(-R/d)/\sqrt{R/d}$. При $R>2d$ имеем $(\Delta d/d)_c<10^{-3}$, что вполне реально

В заключение отметим, что в реальных волокнах из-за наличия неоднородностей, меняющихся вдоль оси z, энергия не будет локализована в одном волокне бесконечно далеко по z. Однако при этом характер «расплывания» света по поперечному сечению системы волокон будет иной, чем в случае присутствия туннельной связи.

Авторы благодарят Г. М. Заславского за полезное обсуждение работы и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Vanclooster, P. Phariseau, Physica, 49, 493 (1970).
2. Д. Маркузе, Оптические волноводы, изд. Мир, М., 1974.
3. P. W. Anderson, Phys. Rev., 109, 1492 (1958).
4. А. Л. Эфрос, УФН, 126, № 1, 41 (1978).

Отдел теплофизики
АН Уз. ССР

Поступила в редакцию
2 марта 1979 г
после доработки
18 декабря 1979 г.

УДК 621.378.33

РАЗЛИЧИЯ ФОРМЫ РЕЗОНАНСОВ МОЩНОСТИ В СИЛЬНОЙ И СЛАБОЙ ВОЛНАХ КОЛЬЦЕВОГО He-Ne ЛАЗЕРА

А. Н. Николаенко

В работе [1], посвященной исследованиям резонансов мощности кольцевого лазера, получен ряд важных экспериментальных и теоретических результатов для лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения и стабилизации частоты. Однако некоторые интересные факты, изложенные в [1], не получили должного объяснения. В частности, не выяснены причины, приведшие к несовпадению полусуммы частот, соответствующих вершинам метановых резонансов в сильной и слабой волнах кольцевого лазера с центром линии поглощения при нахождении CH_4 резонансов вне области синхронизации частот встречных волн.

Для объяснения этого явления рассмотрим более простой случай — генерацию кольцевого газового лазера (КГЛ) без поглощающей ячейки. В этом случае в окрестности центра линии усиления слабой волны возникает резонанс, а сильной—провал мощности. Их формы несколько отличаются друг от друга. Это отличие заключается в том, что резонанс в слабой волне имеет нулевую подставку, а в сильной накладывается на контур линии усиления. При этом несовпадение центра линии усиления и вершины резонанса $\hat{\omega}_+$ приводит к асимметрии провала в интенсивности излучения сильной волны.

Рассматривая общий вид области одноволновой генерации в сильной волне как разность контуров линии усиления и резонанса в слабой волне, нетрудно показать, что вершина минимума провала находится на расстоянии

$$\Delta = \Omega\gamma \frac{\eta\,[\gamma\,\Gamma/(Ku)^2]^2}{\{m^2 - \eta\,[\gamma\,\Gamma/(Ku)^2]^2\}}$$

от вершины резонанса в слабой волне. Здесь Ω — частотная невзаимность резонатора, η — характеризует относительное превышение уровня накачки над пороговым значением, m — амплитуда обратного рассеяния, Γ, γ, Ku — радиационная, однородная и доплеровская ширина линии усиления.

При $\Omega = 0$ (т. е. при совпадении вершин с центром линии усиления) вершины резонансов в сильной и слабой волнах совпадают

Оценим величину расстройки вершин резонансов в слабой и сильной волнах Полагая $m^2 \gg \eta\,[\gamma\,\Gamma/(Ku)^2]^2$, $\Omega \sim 0{,}1$, $\eta \sim 0{,}1$, $\gamma\,\Gamma/(Ku)^2 \sim 0{,}1$, $\gamma \sim 10^8$ *Гц*, $m \sim 0{,}1$, находим $\Delta \approx 1$ *МГц*, что хорошо согласуется с результатами экспериментов.