### УДК 621.378.325

## А. М. ЗАБЕЛИН, С. К. ИСАЕВ, Л. С. КОРНИЕНКО, В. В. ФИРСОВ

# ЛАЗЕР НЕПРЕРЫВНОГО ДЕИСТВИЯ СО СВЕТОВОДНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Разработанные в последние годы волоконные световоды с малыми потерями могут использоваться не только как элементы оптических трактов, но и как элементы лазерных резонаторов. В работе [1] сообщалось о создании импульсного гранатового лазера, в резонатор которого был включен отрезок кварцевого волоконного световода.

Введение световода в лазерный резонатор позволяет, во-первых, в широких пределах изменять различные характеристики резонаторов аналогично введению линии задержки. Во-вторых, это, как показывает эксперимент, дает возможность возбудить в многомодовом волокне единственную световодную моду, например основную  $LP_{01}(HE_{11})$ .

Рис. 1. Оптическая схема лазера: 1— световод, 2— активный элемент, 3— объектив, 4— зеркало, нанесенное на торец световода, 5— внешнее сферическое зеркало



В-третьих, световод может служить удобным конструктивным элементом кольцевого лазера, обеспечивающим ослабление взаимодействия встречных волн. Наконец, изучая энергетические и спектрально-временные характеристики лазера, можно исследовать как линейные, так и нелинейные свойства волоконных световодов.

Включение в лазерный резонатор световода позволяет получать даже в режиме непрерывной генерации высокие плотности мощности, при которых проявляются нелинейные свойства материала световода. Если учесть, что длина таких световодов в принципе может достигать сотен метров, то представляется интересной открывающаяся при этом возможность изучения динамики нелинейно-оптических явлений в протяженных средах при наличии резонатора [2].

В настоящей работе сообщается о создании и исследовании непрерывно действующего гранатового лазера, в резонатор которого включен отрезок многомодового кварцевого световода. В рамках настоящей работы был выполнен также расчет оптимальных условий возбуждения различных поперечных мод в лазере со световодным резонатором.

Лазерный резонатор, включающий отрезок световода. Диаметр сердцевины волоконного световода, даже многомодового, обычно не превышает нескольких десятков микрон. Поэтому для сопряжения световода с остальными, неволоконными элементами резонатора необходимо использовать фокусирующие элементы. При этом оптическая схема лазера приобретает вид, показанный на рис. 1. Одно зеркало резонатора нанесено непосредственно на торец световода. Излучение, выходящее из другого торца, коллимируется объективом и с помощью второго зеркала направляется обратно в световод.

Свойства такого резонатора можно установить на основе подхода, развитого при рассмотрении резонаторов капиллярных газовых лазе-

23

ров [3]. Идея этого подхода состоит в том, что резонатор разбивается на два участка, характеризующиеся различными классами мод. Поле в световоде можно представить в виде набора световодных мод. На левом участке (его можно назвать открытым участком резонатора) поле представляется в виде набора гауссовых мод. На торце световода оба поля сшиваются.

Как известно, поле в волоконном световоде можно с достаточной точностью представить в виде линейно-поляризованных мод LP, каждая из которых является суперпозицией определенных комбинаций собственных функций волнового уравнения для диэлектрического волновода [4]. В цилиндрической системе координат амплитуды любой поперечной компоненты поля в моде LP<sub>lg</sub> имеют вид

$$E_{lq}(r, \varphi) = E_0 \cos l\varphi \begin{cases} J_l(u_q r/a)/J_l(u_q), & r \leqslant a, \\ K_l(v_q r/a)/K_l(v_q), & r \geqslant a, \end{cases}$$

где  $J_l$  и  $K_l$  — соответственно функции Бесселя и Макдональда порядка l, характеризующие радиальную зависимость полей в сердцевине и оболочке волокна; a — радиус сердцевины; величины  $u_q$  и  $v_q$  находятся из уравнений собственных значений и имеют смысл поперечных волновых чисел.

На выходе из волокна поле каждой из мод дифрагирует, возбуждая набор гауссовых пучков. В плоскости торца световода амплитуды полей гауссовых пучков ТЕМ<sub>ир</sub>, записанные в цилиндрической системе координат, имеют вид [5]

$$G_{l_p}(r, \varphi) = G_0 L_p^l (2r^2/\omega^2) \left( \sqrt{2}r/\omega \right)^l \exp\left[ -r^2 \left( 1/\omega^2 + i\pi/\lambda R \right) \right] \cos l\varphi, \quad (1)$$

где  $L_p^l$  — обобщенный полином Лагерра, w — гауссов радиус пучка, R — радиус кривизны волнового фронта,  $\lambda$  — длина волны излучения.

Каждый из гауссовых пучков распространяется в открытой части резонатора, отражается зеркалом и, попадая на торец световода, снова возбуждает световодные моды. Процесс возбуждения гауссовых пучков эквивалентен операции разложения поля световодной моды в ряд по системе функций (1):

$$E_{lq}(r, \varphi) = \sum_{p} A_{lqp} G_{lp}(r, \varphi).$$
<sup>(2)</sup>

Коэффициенты А определяются интегралами, взятыми по всему сечению световода:

$$A_{lqp} = \int E_{lq} (r, \varphi) G^*_{lp} (r, \varphi) r dr d\varphi.$$
(3)

Квадраты модулей этих коэффициентов, показывающие, какая часть мощности моды одного класса преобразуется в мощность моды другого класса, определяют эффективность преобразования мод на торце световода. Из ортогональности гармонических функций следует, что преобразовываться друг в друга могут лишь моды с одинаковой угловой зависимостью, т. е. с одинаковым *l*.

Формально разложение (2) можно осуществить бесчисленным количеством способов, поскольку любой паре параметров w и R отвечает полная система функций (1). Наибольший практический интерес, однако, представляет такая ситуация, когда в световоде распространяется какая-либо одна световодная мода, а в открытой части резонатора — близкая к ней по пространственному распределению гауссова мода. В этом случае необходимо подобрать такие значения w и R, чтобы эффективность преобразования  $T = |A|^2$  для выбранной пары мод была максимальной.

Одновременно необходимо потребовать, чтобы гауссов пучок, пройдя открытую часть резонатора и вернувшись к торцу световода, имел первоначальные параметры. Это требование, означающее согласованность открытой части резонатора с пучком, выходящим из световода, нетрудно выполнить, варьируя конфигурацию открытой части, т. е. подбирая параметры ее элементов и расстояния между ними.

Расчет открытой части можно сделать известными методами с помощью лучевых матриц Когельника [5]. В эксперименте подбор конфигурации резонатора проще всего осуществлять изменением расстояния между объективом и торцом световода. Волна, распространяющаяся в световоде, имеет плоский фронт. Очевидно поэтому, что световодная мода, дифрагируя, наиболее эффективно возбуждает гауссовы пучки, также имеющие плоский фронт на торце волокна, т. е.  $R = \infty$ . Для нахождения условий возбуждения одномодового режима остается найти оптимальный радиус пучка  $w_{опт}$  и соответствующую ему эффективность преобразования мод. Эти значения для нескольких мод низшего порядка и параметров волокна, использованного в эксперименте, были найдены нами путем вычисления на ЭВМ интегралов (3).

Моды	w <sub>опт</sub> / <i>а</i>	<i>T</i>
	0,683 0,601 0,547 0,508	0,982 0,971 0,963 0,958

Результаты расчета, приведенные в таблице, показывают, что для каждой пары мод существует свое оптимальное значение, при котором эффективность преобразования близка к единице. Согласуя открытую часть резонатора с тем или иным значением w, можно добиваться таких режимов генерации, когда излучение в световоде слабо отличается от выбранной световодной моды, а в открытой части резонатора от соответствующей гауссовой моды. Это означает, что в световодном резонаторе имеет место сильная селекция мод по поперечным индексам.

Экспериментальная часть. В эксперименте в качестве активного элемента использовался кристалл иттрий-алюминиевого граната с неодимом, накачиваемый лампой непрерывного действия в эллиптическом осветителе. В резонатор включались отрезки многомодовых кварцевых световодов длиной до нескольких десятков сантиметров с диаметром сердцевины 30—40 мкм и потерями не более 10 дБ/км [6]. Торцы световодов были отполированы, на один из них напылялось выходное диэлектрическое зеркало, на другой — просветляющее покрытие. Второе зеркало резонатора было сферическим. В качестве согласующего объектива использовался двухлинзовый микрообъектив с просветленными линзами.

Юстировка оптических элементов и выбор конфигурации резонатора в соответствии с расчетом позволили снизить потери в резонаторе до значений менее 25% за обход и добиться генерации в непрерывном режиме при умеренных мощностях накачки. При небольших превышениях мощности накачки над пороговым уровнем (в пределах 5%) наблюдался пичковый режим генерации. С увеличением накачки генерация становилась гладкой, ее мощность линейно росла и при 15%-ном превышении порога составляла несколько десятков милливатт. Заметим, что в данной работе коэффициент пропускания выходного зеркала не оптимизировался.

На рис. 2 показаны распределения интенсивности излучения на выходе лазера при различных конфигурациях резонатора.

Излучение имело четко выраженную модовую структуру. Наиболее низким порогом обладала мода TEM<sub>10</sub>, что соответствует возбуждению



Рис. 2. Фотографии поперечного распределения интенсивности излучения на выходе лазера

в световоде моды  $LP_{11}$  (рис. 2,*a*). Продольное перемещение объектива давало возможность настраиваться и на другие поперечные моды. Уменьшение расстояния от объектива до торца светонесколько вода на десятков микрон приводило к перестройке генерации на моду ТЕМ<sub>20</sub>-LP<sub>21</sub>, четырехлепестковую имеющую структуру (рис. 2, б). Порог генерации на этой моде был слегка выше порога генерации моды TEM<sub>10</sub>. Удаляя объектив от торца волокна, можно было получить переход генерации к моде ТЕМ<sub>00</sub>—LP<sub>01</sub> (рис. 2, в).

Расходимость излучения, выходящего из волокна, в случае моды TEM<sub>00</sub> составляла 0,03 рад, т. е. оказалась близкой к дифракционной расходимости гауссова

пучка с w = 0,68a. Генерация моды TEM<sub>00</sub> сопровождалась слабым фоном, имеющим структуру, которую можно интерпретировать как моду TEM<sub>30</sub>—LP<sub>31</sub>. Убрать этот фон диафрагмированием кристалла не удалось из-за отсутствия запаса по накачке.

Обсуждение результатов и выводы. Полученные экспериментальные результаты по модовой структуре излучения согласуются с результатами расчетов.

Изменяя расстояние от объектива до торца световода, мы меняем параметр w и тем самым создаем оптимальные условия для возбуждения той или иной моды. В результате лазер перестраивается с одной поперечной моды на другую.

Таким образом, в результате настоящей работы создан лазер непрерывного действия с резонатором, включающим отрезок волоконного световода. Показано, что включение световода в состав лазерного резонатора является эффективным средством возбуждения одной световодной моды в многомодовом волокне. Проведены расчеты, позволяющие определить потери резонатора для различных сред.

Авторы благодарны Е. М. Дианову за предоставление световода и Н. В. Кравцову за стимулирующие обсуждения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дианов Е. М., Исаев С. К., Корниснко Л. С., Кравцов Н. В., Фирсов В. В. Лазер со световодным резонатором. Квантовая электроника, 1976, 3, с. 2503—2505.
   Дианов Е. М., Исаев С. К., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Фир-
- Дианов Е. М., Исаев С. К., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Фирсов В. В. Комбинационный лазер со световодным резонатором. --- Квантовая электроника, 1978, 5, с. 1305-1309.

- .3. Аргатья R. L. Coupling losses in hollow waveguide laser resonators.— IEEE J. Quantum Electronics, 1972, QE-8, р. 838—843.
  4. Gloge D. Weakly guiding fibers.— Applied Optics, 1971, 10, р. 2252—2258.
  5. Когельник Х., Ли Т. Резонаторы и световые пучки лазеров.— Тр. Института
- инженеров по электротехнике и радиоэлектронике, 1966, 54, с. 95---113. •6. Белов А. В., Бубнов М. М., Гурьянов А. Н. и др. Волоконный световод с малыми потерями с сердцевиной из кварцевого стекла и с боросиликатной оболочкой.-- Письма в ЖТФ, 1975, 1, с. 689---692.

Поступила в редакцию 01.12.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 6

#### УДК 535.416.3

## С. С. ЧЕСНОКОВ

# БЫСТРОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФУРЬЕ В ЗАДАЧАХ ТЕПЛОВОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ

Спектральные методы являются эффективным средством решения линейных уравнений в частных производных. Разработанный сравнительно недавно алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ) [1] дает возможность с успехом применять эти методы для решения нелинейных уравнений. В задачах нелинейной оптики алгоритм БПФ впервые использован, по-видимому, в [2]. Там показано, что при исследовании теплового самовоздействия световых пучков данный алгоритм представляет определенные преимущества, связанные с экономией памяти и быстродействием. В настоящей работе обсуждается применимость БПФ к задачам дифракции и самовоздействия световых пучков со сложным начальным распределением интенсивности, имеющим ряд практических приложений.

1. Продемонстрируем вначале применение дискретного преобразования Фурье для исследования дифракции ограниченного светового пучка. Изменение комплексной амплитуды электрического поля волны  $\mathcal{E}(x, y, z)$ , распространяющейся вдоль оси z, описывается уравнением квазиоптики

$$2i \frac{\partial g}{\partial z} = \Delta_{\perp} \mathcal{E}, \qquad (1)$$

здесь  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ; переменные *x*. *y* нормированы на начальный

радиус пучка  $a_0$ , переменная z — на дифракционную длину  $z_d = \frac{2\pi}{2} a_0^2$ ( $\lambda$  — длина волны), амплитуда & отнесена к модулю амплитуды при z=0. На входе (при z=0) задано начальное условие

$$\mathscr{E}(x, y, 0) = \mathscr{E}_{0}(x, y). \tag{2}$$

Граничные условия имеют вид

$$\lim_{x,y\to\pm\infty} \mathscr{E}(x, y, z) = 0.$$
(3)

Решение задачи (1)-(3) будем искать на области в виде квадрата со стороной L. Разложим  $\mathscr{E}(x, y, z)$  в квадрате  $-L/2 \leqslant x \leqslant L/2$ ,  $-L/2 \leqslant y \leqslant L/2$  в конечный ряд Фурье

$$\mathscr{E}(x, y, z) = \sum_{k=-N/2+1}^{N/2} \sum_{l=-N/2+1}^{N/2} \mathscr{E}_{kl}(z) e^{\frac{2\pi i}{L}(kx+ly)}.$$
 (4)

27