

## Распространение оптического разряда по волоконным световодам в условиях интерференции мод

И.А.Буфетов, А.А.Фролов, А.В.Шубин, М.Е.Лихачев, С.В.Лаврищев, Е.М.Дианов

*Исследовано распространение оптического разряда (ОР) по волоконным световодам при интерференции мод LP<sub>01</sub> и LP<sub>02</sub>. В таких условиях после прохождения ОР в световоде наблюдается формирование аксиально-симметричной периодической последовательности групп пустот с пространственным периодом, равным периоду интерференции мод (200–500 мкм в зависимости от параметров световода). Группы пустот формируются вблизи сечений световода с минимальным диаметром распределения интенсивности лазерного излучения. Большие интервалы между пустотами в световоде позволили с достаточной точностью измерить разность  $\Delta n$  показателей преломления сердцевин и оболочки световода и распределение легирующих добавок в различных сечениях световода после прохождения ОР. Обнаружено значительное (до 10 раз) увеличение  $\Delta n$ . Примерно половина этого увеличения обусловлена сжатием и уплотнением материала волоконного световода в результате прохождения оптического разряда.*

**Ключевые слова:** оптический разряд, волоконный световод, интерференция мод, изменение показателя преломления, кварцевое стекло.

При распространении оптического разряда (ОР) по волоконному световоду на основе кварцевого стекла под действием лазерного излучения наблюдается изменение ряда параметров сердцевин световода (таких как профиль показателя преломления  $\Delta n(r)$ , распределение легирующих добавок и др.) и происходит формирование пустот (полостей) различной формы в области сердцевин [1–3]. Однако до сих пор остаются неясными такие существенные детали этого сложного процесса, как механизмы поглощения лазерного излучения, массо- и теплоперенос в области ОР, процессы формирования пустот (хотя в последнее время здесь был достигнут некоторый прогресс [4]). Для получения новых экспериментальных данных по распространению оптического разряда по волоконным световодам в настоящей работе впервые исследовано его распространение в условиях периодического изменения радиального распределения интенсивности лазерного излучения  $I(r)$  в сердцевине световода. Необходимая модуляция  $I(r)$  в световоде достигалась за счет интерференции распространяющихся мод. Обнаруженные особенности распространения ОР в таких условиях, а также использование световодов со сравнительно большими диаметрами сердцевин ( $\sim 10$  мкм) позволили нам провести подробные измерения и выявить ряд особенностей в изменении  $\Delta n(r)$  и распределении легирующих примесей в сердцевине волоконных световодов после прохождения ОР.

Для инициирования и поддержания распространения ОР по волоконному световоду нами использовалось излучение одномодового итербиевого волоконного лазера ( $\lambda = 1.07$  мкм, спектральная ширина  $\Delta\lambda = 0.5$  нм). В

большинстве экспериментов по распространению ОР использовался волоконный световод (обозначаемый далее ВС2) с сердцевинной, легированной оксидом германия и фтором, W-образным профилем ( $\Delta n_{\max} \approx 2 \times 10^{-3}$ ) и диаметром поля LP<sub>01</sub>-моды 12 мкм (на длине волны лазерного излучения). Исходный профиль  $\Delta n(r)$ , а также профили концентрации германия ( $C_{Ge}(r)$ ) и фтора ( $C_F(r)$ ) показаны на рис.1. Хотя данный световод является одномодовым, но на малых расстояниях от точки сварки со световодом волоконного лазера в нем наблюдается также распространение вытекающих мод LP<sub>11</sub>, LP<sub>02</sub> и LP<sub>21</sub>. В наших экспериментах моды LP<sub>11</sub> и LP<sub>21</sub> не возбуждались из-за цилиндрической симметрии оптической схемы ввода излучения.

Интерференция мод LP<sub>01</sub> и LP<sub>02</sub> приводит к периодической модуляции распределения интенсивности  $I(r)$  вдоль сердцевин световода: на длине  $\sim 340$  мкм форма  $I(r)$  изменяется от одиночного пика диаметром 7 мкм (по уровню  $1/e^2$ ) до кольца с внешним и внутренним диаметрами 17 и 5 мкм (эти значения – результаты расчета). При этом максимальная интенсивность лазерного излучения в указанных сечениях изменяется примерно в 7.8 раза (при постоянной мощности).

Эксперимент проводился следующим образом (рис. 2,а). Выходной одномодовый световод волоконного лазера ВС1 соединялся сваркой со световодом ВС2. После инициирования ОР (путем прикосновения выходного торца световода к металлической пластине) он распространялся по ВС2 с характерной средней скоростью  $\sim 1$  м/с и останавливался после выключения лазера.

На рис.2,б представлена типичная картина поврежденной сердцевин световода ВС2 в наших экспериментах, которая существенно отличается от аналогичных картин для одномодовых световодов, известных из других работ (см., напр., [1,2]). Наблюдаются большие ( $\sim 100$  мкм) промежутки между пустотами (в обычных одномодовых световодах они равны  $\sim 10$  мкм). На участке световода

И.А.Буфетов, А.А.Фролов, А.В.Шубин, М.Е.Лихачев, С.В.Лаврищев, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: iabuf@fo.gpi.ru

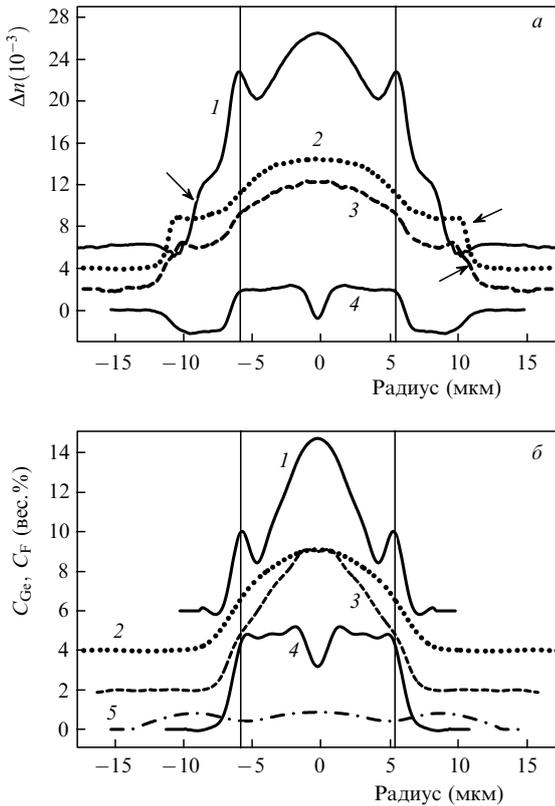


Рис.1. Профили показателя преломления (а) и распределения концентраций Ge и F (б) в различных сечениях волоконного световода ВС2. Кривые 1–3 соответствуют сечениям световода 1–3, показанным на рис.2,б, кривые 4 – параметрам исходного световода ВС2 до прохождения ОР, кривая 5 показывает исходное распределение фтора. Во избежание наложения кривые 1–3 сдвинуты на две единицы шкалы вверх по вертикальной оси относительно друг друга, кривые 4 и 5 не смещены.

ВС2 на расстоянии до 5 мм от точки сварки ВС1/ВС2 интерференция мод приводит к формированию (рис.2,б) крупномасштабной периодической структуры групп пустот (КПСП), период которой  $L \approx 340$  мкм близок к расчетному периоду интерференционной картины. На

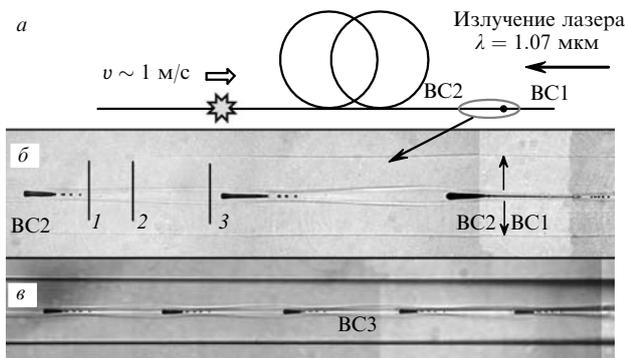


Рис.2. Схема эксперимента (а) и вид световода ВС2 после распространения ОР вблизи точки сварки ВС1/ВС2 (мощность лазерного излучения  $P = 3$  Вт) (б). Вертикальные стрелки определяют плоскость сварки световодов и показывают диаметр их отражающей оболочки (125 мкм). Цифрами 1–3 обозначены сечения световода, распределения  $\Delta n(r)$  и  $C_{Ge}(r)$  в которых даны на рис.1; в – КПСП в световоде ВС3 на расстоянии 1 м от точки сварки ВС1/ВС3 ( $P = 4.4$  Вт); диаметр оболочки световода равен 125 мкм, излучение лазера распространяется справа налево, а ОР – в противоположную сторону со скоростью  $\sim 1$  м/с.

больших расстояниях от точки ввода излучения (где мода  $LP_{02}$  уже отсутствует) в световоде ВС2 формируется часто наблюдаемая в одномодовых световодах периодическая последовательность отдельных пустот диаметром  $\sim 5$  мкм, расстояние между которыми составляет  $\sim 10$  мкм.

При замене в таком же эксперименте ВС2 световодом ВС3, поддерживающим распространение как  $LP_{01}$ -, так и  $LP_{02}$ -мод (параметры ВС3: германатный волоконный световод с профилем  $n(r)$ , близким к прямоугольному,  $\Delta n \approx 6 \times 10^{-3}$ , диаметр сердцевин  $d_c = 12$  мкм), расстояние  $L$ , на котором наблюдалась КПСП, увеличивалось на три порядка:  $L \approx 4$  м,  $L = 240$  мкм (рис.2,в). Величина  $L$  не зависела от мощности лазерного излучения в диапазоне 2–20 Вт. На расстояниях от точки ввода одномодового лазерного излучения в световод ВС3, больших  $L$ , КПСП постепенно переходит в равномерную (с периодом  $\sim 10$  мкм) последовательность пустот, подобную возникающей после распространения ОР по одномодовому световоду (рис.3, д, слева). Отметим, что картина, подобная представленной на рис.2,в, наблюдалась, по-видимому, и в [3], но причины ее формирования авторами не обсуждались.

Все эти особенности могут быть объяснены интерференцией мод  $LP_{01}$   $LP_{02}$ , период которой можно сравнительно просто рассчитать, используя известные соотношения параметров волоконных световодов (см., напр., [5]). Так, период интерференционной картины для световода с прямоугольным профилем  $\Delta n(r)$  есть

$$L = \frac{\lambda}{\Delta n(b_1 - b_2)},$$

где  $b_1$  и  $b_2$  – нормированные показатели распространения мод  $LP_{01}$  и  $LP_{02}$  соответственно. Величина  $L$  существенно зависит от длины волны, функция  $L(\lambda)$  для световода с прямоугольным профилем  $\Delta n(r)$  и параметрами, близ-

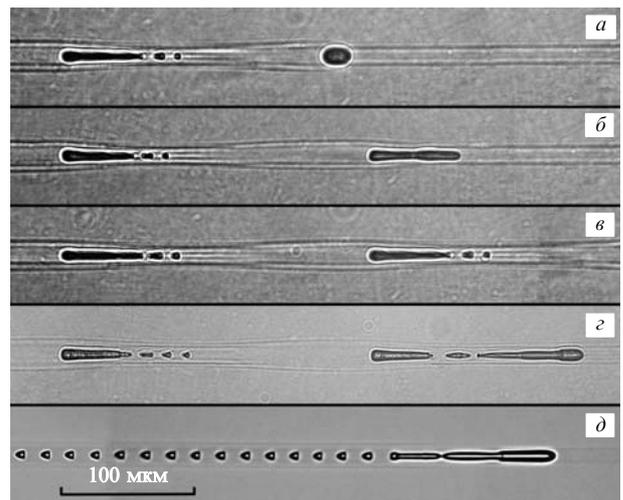


Рис.3. Вид поврежденных световода ВС3 в области точек остановки ОР, распространявшегося под действием двухмодового излучения волоконного лазера, при его быстром (менее 5 мкс) выключении. Кадры а, б, в соответствуют экспериментам при мощности излучения  $P = 2.2$  Вт (кадр в совпадает с а, но сдвинут вправо на величину периода КПСП), кадры г, д сняты при  $P = 4.4$  Вт; кадры а–г соответствуют опытам с расстоянием до точки сварки световодов ВС1/ВС3 около 1.5 м, для кадра д это расстояние равно 20 м. Излучение распространяется справа налево, масштаб одинаков для всех кадров.

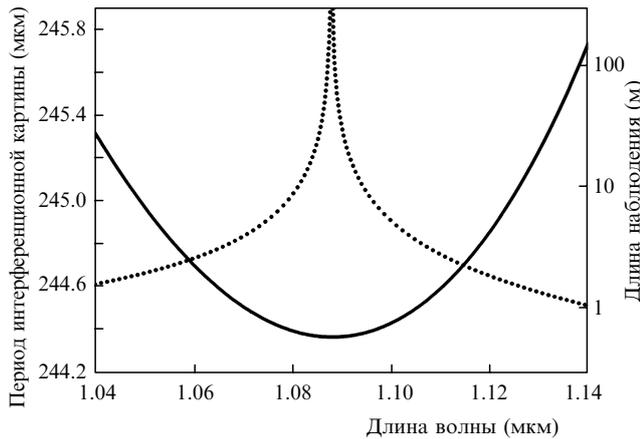


Рис. 4. Расчетные зависимости периода интерференционной картины мод  $LP_{01}$  и  $LP_{02}$  (сплошная кривая) и длины наблюдения интерференции этих мод (пунктир) от длины волны в световоде ВС3.

кими к параметрам ВС3, представлена на рис. 4. Расчетное значение  $L$  (при  $\lambda = 1.07$  мкм) близко к периоду КПСП в световоде ВС3. Использование относительно немонохроматического (в нашем случае  $\Delta\lambda \approx 0.5$  нм) источника приводит к смазыванию интерференционной картины. Расчетная зависимость длины световода  $L(\lambda)$ , на которой можно наблюдать интерференционную картину при  $\Delta\lambda \approx 0.5$  нм, также приведена на рис. 4, и для  $\lambda = 1.07$  мкм  $L$  составляет  $\sim 4$  м, что согласуется с экспериментом. Интересно отметить наличие минимума на зависимости  $L(\lambda)$ , существование которого приводит к появлению резонансного максимума на зависимости  $L(\lambda)$ . Можно сказать, что в этом случае мы имеем дело с нулем межмодовой дисперсии.

Для наблюдения интерференции мод на больших длинах нужно или уменьшить спектральную ширину генерации лазера, или сместить длину волны лазера ближе к резонансной, составляющей для ВС3 около 1.088 мкм. В одном из экспериментов мы заменили волоконный лазер твердотельным Nd:YAG-лазером с существенно более узкой полосой излучения ( $\Delta\lambda < 0.1$  нм). Это позволило увеличить длину наблюдения КПСП в световоде до 20 м. Необходимо отметить, что ряд факторов, например изменение параметров световода по длине, может приводить к уменьшению длины наблюдения КПСП.

Большое расстояние между группами пустот (в исследованных нами волоконных световодах различных типов величина  $L$  составляла от 200 до 500 мкм) позволяет измерять  $\Delta n(r)$  и распределение легирующих элементов в различных сечениях поврежденного световода без снижения точности измерений из-за влияния пустот, находящихся рядом с точкой измерения (в отличие от [3], где впервые были выполнены подобные измерения). Для измерений  $\Delta n(r)$  мы использовали прибор S14 Profiler (York Technology), а для измерения концентрации германия и фтора – сканирующий электронный микроскоп JSM 5910LV с рентгеновским спектроанализатором (Oxford Instruments). Во всех случаях расстояние между точкой измерения на сколе световода и ближайшей полостью было не менее 100 мкм. На рис. 1 представлены результаты таких измерений для трех сечений ВС2, расположенных по ходу движения ОР в пределах одного периода и соответствующих минимальному (сечение 1), промежуточному (2) и максимальному (3) диаметрам распределения интенсивности излучения.

Обнаружено значительное изменение профилей  $\Delta n(r)$  и  $C_{Ge}(r)$  во всех сечениях световода, через которые прошел ОР. Изменения распределения концентрации фтора после прохождения разряда не зафиксированы (по-видимому, из-за сравнительно низкой ( $\sim 0.5$  вес.%) точности ее измерения). Наблюдается значительное (в 3–10 раз) увеличение максимального значения  $\Delta n_{max}$  в различных сечениях.

Во всех случаях имело место повышение концентрации германия  $C_{Ge}$  на оси световода и исчезновение характерного для MCVD-технологии изготовления волоконных световодов провала в центре профилей  $\Delta n(r)$  и  $C_{Ge}(r)$ . Перевод вещества сердцевины в газообразное состояние (в области ОР температура и давление достигают  $\sim 10^4$  К и  $\sim 10^4$  атм [6]) с последующей тепловой релаксацией (при этом фронт охлаждения в любом сечении световода движется от боковой поверхности к центру) приводит к обогащению приосевой области сердцевины легкоплавким компонентом – оксидом германия (как в процессе зонной плавки). Аналогичным образом изменяется величина  $C_{Ge}$  и вдоль оси световода. Наибольшая весовая концентрация германия наблюдается в сечениях 1 и 3 (8.7% и 7.0% соответственно), расположенных значительно ближе к образовавшимся пустотам, чем сечение 2, где максимальное значение  $C_{Ge}$  примерно равно начальному (5.1%).

Сравнение профилей  $\Delta n(r)$  (рис. 1, а), измеренных в сечениях 1–3 (рис. 2, б), с исходным профилем показателя преломления, обусловленным присутствием  $GeO_2$  (рис. 1, б; вкладом в  $\Delta n$  за счет легирования фтором мы здесь пренебрегаем, т. к. он, по-видимому, не превышает  $2 \times 10^{-3}$ ), показывает, что в этих сечениях только верхняя часть контура  $\Delta n(r)$  может быть объяснена вкладом германия (приблизительная оценка изменения показателя преломления за счет легирования германием:  $\Delta n_{Ge} \approx 1.15 \times 10^{-3} C_{Ge}$  [вес.%]). Остальная же часть  $\Delta n$  ( $\sim 3.5 \times 10^{-3}$  и более), по величине приблизительно совпадающая с амплитудой резких изменений  $\Delta n$  на боковых сторонах профиля (обозначен на рис. 1, а стрелками), обусловлена иными причинами. По-видимому, данное увеличение  $\Delta n$  есть следствие сжатия и уплотнения стекла в области сердцевины световода после прохождения ОР под действием большого давления и высокой температуры. В пользу такой гипотезы говорит тот факт, что после термического отжига в пламени газовой горелки эти скачки показателя преломления исчезают.

Сравнение профиля  $\Delta n(r)$  в сечениях 1–3 с фотографиями этих сечений, подобными представленным на рис. 2, но в увеличенном масштабе, показывает, что темные линии на фотографиях сечений совпадают с областями резкого изменения показателя преломления (см. также [6, 7]). Таким образом, самые удаленные от оси световода линии обозначают некоторую границу воздействия ОР на материал световода и, по крайней мере качественно, отображают изменение распределения  $I(r)$  по длине световода. Учитывая это, на основании рис. 2 и 3 можно сделать вывод, что группы пустот в наблюдаемых в таких экспериментах КПСП образуются вблизи сечений световода с минимальным диаметром  $I(r)$ .

Показанные на рис. 1 зависимости  $\Delta n(r)$  и  $C_{Ge}(r)$  соответствующие сечению 1, отличаются наличием боковых максимумов, положение которых отмечено вертикальными сплошными линиями. Вне области, ограниченной этими линиями, профиль  $C_{Ge}(r)$  1 практически со-

впадает с исходным профилем 4. Внутри же этой области концентрация германия снижена на ее внешней границе и увеличена в центре. Данный факт, по нашему мнению, свидетельствует о том, что высокотемпературная область ОР в данном сечении занимала только часть сердцевины, легированной германием, что и привело к перераспределению легирующей добавки  $\text{GeO}_2$  внутри этой области – к обогащению приосевой области легкоплавкой компонентой  $\text{GeO}_2$ , ставшему причиной формирования боковых максимумов при остывании нагретой области от периферии к центру.

Результаты экспериментов по остановке ОР в [4] показывают, что при его распространении по световоду в условиях постоянства  $I(r)$  по поперечному сечению в области, занятой разрядом, плотность вещества ниже исходной плотности стекла. Данное обстоятельство является причиной того, что после резкого выключения лазерного излучения и тепловой релаксации области разряда на ее месте в сердцевине световода образуется продолговатая полость длиной до  $\sim 100$  мкм, часто разделенная на несколько частей. Результаты аналогичных [4] экспериментов, выполненных нами для случая распространения и остановки ОР в условиях интерференции двух мод в световоде ВСЗ, представлены на рис.3 (кадры  $a-z$ ). Здесь, так же как и в [4], после резкого (в течение  $\sim 5$  мкс) выключения лазерного излучения наблюдается формирование полости на месте остановки ОР, но форма этой полости существенно зависит от диаметра распределения  $I(r)$  в точке остановки разряда. При остановке ОР в сечении световода с диаметром  $I(r)$ , близким к максимальному, такая область после остывания принимает форму, близкую к форме шара диаметром  $\sim 14$  мкм (рис. 3,а). Полость совершенно иной формы образуется, если ОР останавливается в сечении с минимальным диаметром  $I(r)$  (рис.3,б, справа) или несколько дальше (рис.3,г, справа). Для сравнения на рис.3,в (справа) показана форма полости, которая образуется в перетяжке (в окрестности минимального диаметра)  $I(r)$ , если ОР не останавливался. По-видимому, можно утверждать, что форма об-

ласти ОР в процессе распространения изменяется (по меньшей мере качественно) подобно форме полости, образующейся на месте ОР после тепловой релаксации, как это показано на рис.3.

Таким образом, в настоящей работе впервые показано, что распространение оптического разряда в условиях периодического изменения распределения интенсивности излучения по диаметру световода приводит к формированию крупномасштабной периодической структуры пустот в сердцевине после прохождения разряда. Причем группы пустот образуются вблизи сечений световода с минимальным диаметром распределения интенсивности.

Изменения профиля  $\Delta n(r)$  обусловлены как изменением профиля  $C_{\text{Ge}}(r)$ , так и сжатием и уплотнением стекла в области сердцевины световода. После прохождения разряда профиль  $C_{\text{Ge}}(r)$  изменяется и в поперечном сечении, и вдоль световода, что обусловлено процессами, подобными зонной очистке. Соответствующий подбор параметров световода позволяет в результате распространения оптического разряда получать периодические последовательности пустот в световоде с заданным периодом в диапазоне 10–1000 мкм.

Авторы выражают благодарность В.Ф.Хопину и А.Н.Гурьянову за неоценимую помощь в проведении экспериментов и полезные обсуждения.

1. Kashyap R., Blow K.J. *Electron. Lett.*, **24**, 47 (1988).
2. Hand D.P., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **13** (9), 767 (1988).
3. Dianov E.M., Mashinsky V.M., Myzina V.A., Sidorin Y.S., Streltsov A.M., Chickolini A.V. *Sov. Lightwave Commun.*, **2**, 293 (1992).
4. Todoroki S. *Opt. Lett.*, **30**, 2551 (2005).
5. Olshansky R. *Rev. Modern Phys.*, **51**, 341 (1979).
6. Dianov E.M., Fortov V.E., Bufetov I.A., Efremov V.P., Rakitin A.E., Melkumov M.A., Kulish M.I., Frolov A.A. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 752 (2006).
7. Bufetov I.A., Frolov A.A., Dianov E.M., Fortov V.E., Efremov V.P., in *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and the National Fiber Optic Engineers Conference on CD-ROM* (Washington, DC: OSA, 2005, OThQ7).