

О механизме остановки оптического разряда в области сужения оболочки волоконного световода

Р.И.Голятина, С.И.Яковленко

*Рассмотрены два механизма, приводящие к недавно обнаруженному (Е.М.Дянов, И.А.Буфетов, А.А.Фролов. *Opt. Lett.*, 2004, т. 29, № 16, с. 476) эффекту остановки оптического разряда в области сужения внешней оболочки волоконного световода. Один из этих механизмов связан с повышением температуры плазмы в области сужения за счет ослабления теплоотвода, другой обусловлен ростом смещения внутреннего радиуса оболочки с уменьшением ее внешнего радиуса. Показано, что второй механизм более существен.*

Ключевые слова: остановка оптического разряда, волоконный световод.

1. Введение

В последние годы большой интерес проявляется к исследованию волны разрушения, порождаемой оптическим разрядом (fiber fuse effect), который распространяется в волоконных световодах навстречу лазерному излучению [1–11]. Эту волну обычно инициируют локальным сторонним нагревом или прикосновением конца световода к поверхности, поглощающей лазерное излучение. Возникновение волны связано с резким повышением поглощения кварцевого стекла при температуре около 2000 К [1, 2, 6, 10]. Область повышенного поглощения продвигается навстречу лазерному лучу вследствие теплопроводности [3, 6–9, 11]. За ее фронтом образуется плазма с температурой $\sim 10^4$ К, некоторые свойства которой рассмотрены в работе [9].

Недавно авторами [12] экспериментально наблюдался эффект остановки волны разрушения в случае, когда в оболочке волоконного световода вытравлена выемка (так называемая талия) достаточно большой глубины. Рассмотрению механизмов этого эффекта и посвящена настоящая работа.

2. О механизмах возникновения разрыва внутреннего слоя оболочки волоконного световода

Остановку волны разрушения мы связываем с резкой деформацией внутреннего слоя оболочки под действием высокого давления и с последующим резким расширением области, занимаемой газом и плазмой. В результате расширения снижается температура области, в которой происходит поглощение, и резко падает коэффициент поглощения, что приводит к остановке волны. При этом остановка может иметь место даже тогда, когда разрушаются в основном внутренние слои световода, что

приводит к образованию вблизи талии сравнительно большого пузыря. Разумеется, при достаточно узкой талии и большой мощности лазерного излучения разрывается вся оболочка.

В рамках представлений, сформулированных в работах [7–11], имеет смысл рассмотреть два механизма расширения внутренних слоев оболочки световода. Один из них связан с повышением температуры плазмы в области сужения оболочки при прохождении тепловой волны по световоду. Ясно, что в этой области отвод тепла из горячей сердцевинки ослаблен, а следовательно, температура сердцевинки выше. Это должно приводить к увеличению давления плазмы. Второй механизм связан с тем, что даже при неизменном давлении внутренний радиус оболочки растет с уменьшением ее внешнего радиуса. Ниже рассмотрены оба механизма.

3. Повышение температуры сердцевинки в области талии волоконного световода

Были проведены расчеты на основе развитой в работах [9, 11] двумерной модели распространения тепловой волны прогрева в цилиндрических координатах r, z . Эта модель включает в себя уравнение теплопроводности и уравнение переноса стационарного лазерного излучения:

$$c_p(T)\rho(T) \frac{\partial}{\partial t} T(t, z, r) = \frac{\partial}{\partial z} \left[k(T) \frac{\partial}{\partial t} T(t, z, r) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ rk(T) \left[\frac{\partial}{\partial r} T(t, z, r) \right] \right\} + \alpha(T)I(t, z, r), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} I(z, r) = -\alpha(T)I(z, r). \quad (2)$$

Здесь z – координата вдоль световода; r – координата по радиусу; $c_p(T)$ – удельная теплоемкость; I – интенсивность (плотность потока энергии) лазерного излучения; $\alpha(T)$ – коэффициент поглощения лазерного излучения; $k(T)$ – коэффициент теплопроводности; $\rho(T)$ – плотность вещества. Интенсивность зависит от времени неявным образом через температуру. Радиационная теплопроводность, как показали расчеты [7], при рассмотрении теп-

Р.И.Голятина, С.И.Яковленко. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: syakov@kapella.gpi.ru

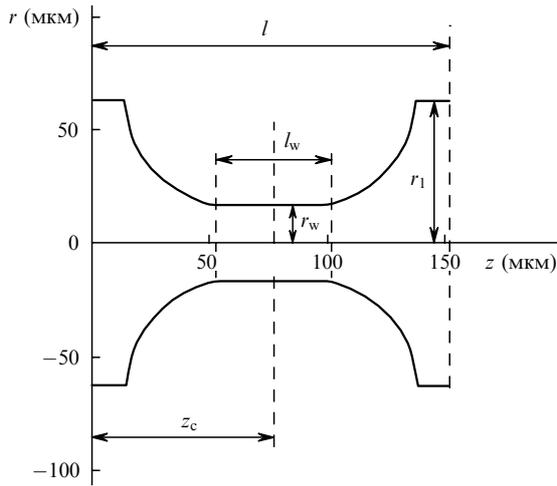


Рис.1. Геометрия продольного сечения волоконного световода с талией, использованная при моделировании (r_w – радиус талии, r_1 – внешний радиус оболочки световода, l – длина рассматриваемой области, l_w – длина талии, z_c – координата центра талии). Контур оболочки построен для $l = 150$ мкм, $z_c = 75$ мкм, $l_w = 30$ мкм, $r_w = 16.5$ мкм и $r_1 = 62.5$ мкм

ловой волны в световоде в обычных условиях [1 – 11] не существенна. В конкретных расчетах распределение интенсивности вводимого лазерного излучения $I_0(r)$ по радиусу r бралось в виде $I_0(r) = (P/\pi r_0^2) \exp[-(r^2/r_0^2)]$; здесь P – задаваемая мощность лазерного излучения, r_0 – радиус сердцевины световода, заполненной излучением.

Ранее в работах [8, 11] рассматривалась прямоугольная область $0 \leq r \leq r_1$, $0 \leq z \leq l$ (r_1 – внешний радиус световода, l – его длина). Считалось, что сток тепла с поверхности световода отсутствует. Для рассмотрения эффектов, связанных с изменением поперечного сечения

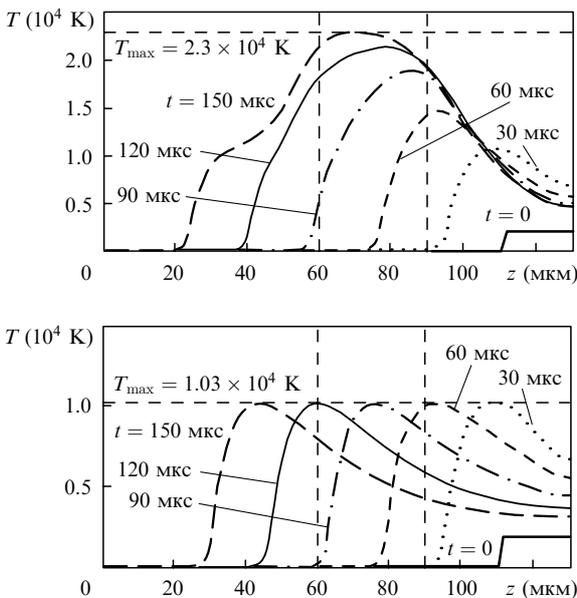


Рис.2. Распределение температуры по длине $T(t, z, r = 0)$ в различные моменты времени для мощности лазерного излучения $P = 4$ Вт и радиуса заполненной излучением сердцевины $r_0 = 5$ мкм (интенсивность лазерного излучения $I_0 = 5.1$ МВт/см²) при радиусе талии оболочки световода $r_w = 7$ (а) и 20 мкм (б). Остальные параметры те же, что и на рис. 1. Вертикальные штриховые линии соответствуют границам области талии ($z_c \pm l_w/2$), горизонтальные – максимальной температуре T_{max} .

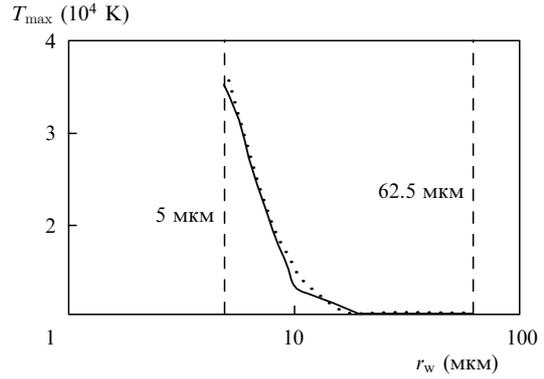


Рис.3. Зависимости максимальных значений температуры T_{max} от радиуса талии оболочки световода r_w . Сплошная кривая – расчет, пунктирная – аппроксимация $\exp(-r_w/2.9 \text{ мкм}) \times 1.5 \times 10^5 \text{ K} + 1.02 \times 10^4 \text{ K}$. Остальные параметры те же, что и на рис.2.

оболочки, программа была модифицирована. Если ранее отсутствие потока тепла на границе моделировалось условием фон Неймана (условие равенства нулю градиента температуры), то в представленных расчетах равным нулю задавался коэффициент теплопроводности на криволинейной границе и за ее пределами. Отличие расчетов по этим двум программам имеет место только в узкой области вблизи внешней границы световода. Для задачи фон Неймана изотермы перпендикулярны границе, а в случае нулевого коэффициента теплопроводности изотермы у самой границы резко изогнуты и направлены вдоль нее. Таким образом, выбор новых граничных условий связан с возможностью моделирования внешней криволинейной границы без изменения схемы расчетов.

Талия оболочки световода имела вид цилиндра с радиусом r_w . Цилиндр с большим радиусом (r_1) образовывал внешнюю границу оболочки. Оба цилиндра сопрягались поверхностью тора с малым радиусом, равным разности их радиусов ($r_1 - r_w$), и большим радиусом, равным r_1 (рис.1).

Расчеты показывают (рис.2,а), что температура в области талии действительно повышается. Однако заметное увеличение максимальной температуры T_{max} происходит лишь при достаточно узкой талии с $r_w < 10$ мкм (рис.2,б и 3). В то же время в экспериментах [12] эффект остановки оптического разряда наблюдался уже при $r_w \approx 16.5$ мкм.

Конечно, точность использованной модели не очень велика, и повышение температуры в области талии внешней оболочки световода может оказаться более существенным, чем это следует из расчетов. Кроме того, прогрев внешних слоев должен увеличить их пластичность. Однако ясно, что эффект остановки разряда может быть связан не только с ослаблением теплоотвода.

4. Разрыв внутренней области световода в результате большого смещения внутренних слоев оболочки

Разрыв внутренних слоев световода естественно связать с увеличением смещения внутренних слоев оболочки при уменьшении ее внешнего радиуса. Расчет деформации цилиндрической трубы с переменным радиусом представляет собой очень сложную математическую задачу, поэтому мы будем основываться на известном результате Ламэ для простейшего случая бесконечной по-

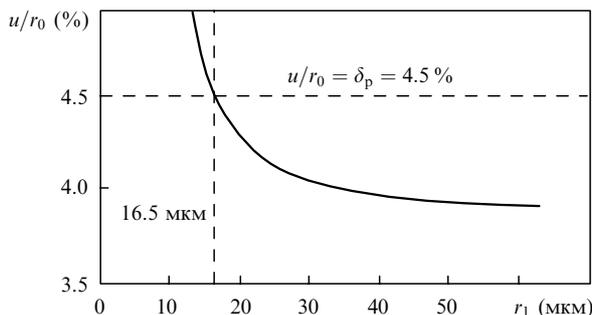


Рис.4. Расчетная зависимость относительной величины радиальной компоненты вектора смещения внутренней части оболочки от внешнего радиуса оболочки r_1 при $p = 2.8 \times 10^4$ атм ($T = 8000$ К), $r_0 = 5$ мкм, $E = 87.5 \times 10^9$ Па, $\sigma = 0.2$ [15].

лой цилиндрической трубы, внутри которой действует давление p , а внешнее давление отсутствует ([13, с. 35], [14, с. 339]). В этом случае радиальная компонента вектора смещения $u(r)$ определяется выражением

$$u(r) = ar + \frac{b}{r},$$

где

$$a = p \frac{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)}{E} \frac{r_0^2}{r_1^2 - r_0^2} \left(1 - \frac{R_1^2}{r^2} \right);$$

$$b = p \frac{1 + \sigma}{E} \frac{r_0^2 r_1^2}{r_1^2 - r_0^2};$$

E – модуль Юнга; σ – коэффициент Пуассона; r_0 – внутренний радиус трубы; r_1 – внешний радиус трубы.

Из этой формулы видно, что при малых толщинах трубы даже в случае неизменного давления смещение становится большим. Конечно, очень большого смещения быть не может, поскольку при некотором его значении должен произойти разрыв внутренней области. При анализе прочности материалов используется величина δ_p , характеризующая относительное удлинение при разрыве (для неметаллических материалов). Это полное изменение расчетной длины образца в момент разрыва, отнесенное к данной расчетной длине [15, с. 47]. Для стекла $\delta_p = 4.5\%$ [15].

Расчеты показывают (рис.4), что при температуре $T \approx 8000$ К относительное смещение u/r_0 достигает критического значения δ_p , когда $r_1 \approx 16.5$ мкм, что имеет место в эксперименте.

Из сказанного следует, что рост смещения внутреннего радиуса оболочки с уменьшением ее внешнего радиуса может объяснить эффект остановки оптического разряда в области талии внешней оболочки световода.

5. Заключение

Итак, проведенное рассмотрение показывает, что на эффект остановки оптического разряда в области талии внешней оболочки волоконного световода могут оказывать влияние повышение температуры за счет ослабления теплоотвода и рост смещения внутреннего радиуса оболочки с уменьшением ее внешнего радиуса. При этом второе обстоятельство представляется более существенным.

Авторы благодарны Е.М.Дианову и И.А.Буфетову за обсуждение результатов.

1. Kashyap R. *Proc. Intern. Conf. Lasers '87* (McLean, VA: STS Press, 1987, pp. 859-866).
2. Hand D.P., Russel P.St.J. *Opt. Lett.*, **13** (9), 767 (1988).
3. Dianov E.M., Mashinsky V.M., Myzina V.A., Sidoren Y.S., Streltsov A.M., Chickolini A.V. *Sov. J. Lightwave Commun.*, **2**, 293 (1992).
4. Дианов Е.М., Буфетов И.А., Фролов А.А., Плотниченко В.Г., Машинский В.М., Чурбанов М.Ф., Снопатин Г.Е. *Квантовая электроника*, **32** (6), 476 (2002).
5. Atkins R.M., Simpkins P.G., Yablon A.D. *Opt. Lett.*, **28** (12), 974 (2003).
6. Shuto Y., Yanagi S., Asakava S., Kobayashi M., Nagase R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40** (8), 1113 (2004).
7. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **34** (8), 761 (2004).
8. Golyatina R. I., Tkachev A. N., Yakovlenko S. I. *Laser Phys.*, **14** (11), 1429 (2004).
9. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **34** (8), 765 (2004).
10. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **34** (9), 787 (2004).
11. Голятина Р.И., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. *ЖТФ*, **75** (2), 94 (2005).
12. Dianov E.M., Bufetov I.A., Frolov A.A. *Opt. Lett.*, **29** (16), 476 (2004).
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е.М. *Теория упругости* (М.: Наука, 1965).
14. Седов Л.И. *Механика сплошной среды* (М.: Наука, 1994, т. 2).
15. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).