

## ОБ ИНДУЦИРОВАННЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ ПОВРЕЖДЕНИЯХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

М.Ю. Романовский

*Теоретически исследуются механические напряжения, возникающие в теле световода при наличии поперечного градиента электромагнитного поля. Рассматриваются электрострикционный механизм напряжений и напряжения, вызванные неравномерным объемным тепловым расширением.*

При распространении оптического излучения в световоде оно оказывает макроскопическое действие на вещество волокна. Наиболее очевидным и легко наблюдаемым является термическое действие излучения за счет нелинейных явлений разного типа /1/. Наблюдалось и механическое действие /2, 3/ — откалывание части световода, образование в нем трещин. Настоящее сообщение посвящено обсуждению физических эффектов, приводящих к механическим повреждениям волокна световодов.

При распространении в большинстве световодов лазерное излучение обладает характерным поперечным распределением интенсивности — чаще всего это обычный гауссов профиль; такое распределение определяется структурой световода. Исключения составляют световоды для инфракрасного (ИК) излучения, в которых поперечное распределение интенсивности более гладкое; в настоящей работе ИК световоды детально рассматриваться не будут. В приосевой области световода напряженность поля выше, чем на краях — существует поперечный градиент напряженности (и интенсивности) оптического поля. Благодаря ему возникает объемная электрострикционная сила — вещество втягивается из области более слабого в область более сильного поля. В теле световода образуются механические напряжения.

Другой возможный источник напряжений — термомеханический — обусловлен объемным тепловым расширением вещества световода. Световод нагревается до температуры  $T$  посредством прямого поглощения излучения /1/; при импульсном режиме должен учитываться адиабатический характер процесса. Распределение температурного поля по радиусу  $r$  во время прохождения лазерного импульса неравномерно, что и служит причиной возникновения напряжений.

Электрострикция — сравнительно медленно устанавливающийся эффект, характерная скорость его установления — это скорость  $v_0$  звука в веществе световода. Поэтому электрострикционную силу можно считать установившейся на длине  $L$  световода, если время "пробега" звуковой волны, вызванной электрострикционной силой, от края до центра волокна  $\tau = r_0/v_0$  меньше, чем  $L/c_0$  ( $c_0$  — скорость света в световоде,  $r_0$  — его радиус). При длительности импульса излучения  $\tau_{\text{и}} > \max\{L/c_0; r_0/v_0\}$  электрострикционная сила "срабатывает" на всей длине световода; таким образом, реализуется стационарный случай — возникающие в теле световода напряжения во время прохождения оптического импульса можно считать статическими. Выясним, какие величины напряжений могут реализоваться.

Пусть распределение интенсивности лазерного излучения в световоде без оболочки описывается простейшим гауссовым распределением  $I(r) = I_0 \exp(-r^2/r_1^2)$ . Объемная электрострикционная сила  $F_{\text{st}}$  дается выражением

$$F_{\text{st}} = -\nabla[I(\rho\partial\epsilon/\partial\rho)_T]/c_0 = 2rI_0(\rho\partial\epsilon/\partial\rho)_T \exp(-r^2/r_1^2)/r_1^2 c_0. \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость вещества световода,  $\rho$  — плотность, взят простейший случай, когда  $(\rho\partial\epsilon/\partial\rho)_T$  не зависит от  $r$ . В силу симметрии распределения интенсивности излучения относительно оси в уравнение для смещения  $u(r)$  войдут только производные по радиусу, и само  $u$  следует считать функцией только  $r$ . Вид этого уравнения /4/:

$$u'' + u'/x - u/x^2 = Cx \exp(-x^2). \quad (2)$$

Здесь  $x = r/r_1$ ,  $C = I_0(\rho \delta \epsilon / \delta \rho)_T 2r_1(1 + \sigma)(1 - 2\sigma) / E c_0(1 - \sigma)$ ,  $E$  — модуль Юнга,  $\sigma$  — коэффициент Пуассона вещества световода. Граничными условиями служат: очевидное условие исчезновения  $u$  при  $x = 0$  и отсутствие напряжений на границе световода (последнему требованию не отвечает точно световод в оболочке; для него  $(\sigma_{rr} = p_{ext} - \text{давление оболочки})$

$$u(x=0) = 0, \quad \sigma_{rr}(x=x_0=r_0/r_1) = 0. \quad (3)$$

Здесь  $\sigma_{rr}$  — ненулевая компонента тензора напряжений.

Общим решением уравнения (2) с граничными условиями (3) будет функция:

$$u(x) = (C/2) \{ ax + [\exp(-x^2) - 1]/x \}. \quad (4)$$

Здесь  $a = (1 - 2\sigma)[\exp(-x_0^2) - 1]/x_0^2 + 2(1 - \sigma)\exp(-x_0^2)$ . Светоиндуцированное давление в световоде определяется выражением  $4/p = \sigma_{rr}$ . Тогда

$$p = (\rho \delta \epsilon / \delta \rho)_T I_0 \left\{ a - (1 - 2\sigma)[\exp(-x^2) - 1]/x - 2(1 - \sigma)\exp(-x^2) \right\} / c_0(1 - \sigma). \quad (5)$$

В импульсном режиме наличие термомеханического источника напряжений приводит лишь к некоторому ослаблению эффекта, что можно учесть, введя в правую часть (2) силу объемного теплового расширения, что приведет к замене  $C \rightarrow C' = C[1 - 4aE c_0 \delta \tau_u / 3\pi r^2 (\delta \epsilon / \delta \rho)_T (1 - 2\sigma)]$ . Здесь  $\tau_u$  — длительность импульса излучения,  $\delta$  — коэффициент поглощения света по амплитуде,  $a$  — коэффициент объемного теплового расширения,  $C'$  мало отличается от  $C$  вплоть до  $\tau_u \lesssim 10^{-5}$  с.

При непрерывном введении излучения в световод термомеханические напряжения могут стать больше электрострикционных. При этом, однако, процесс тепловыделения становится изотермическим и результирующие напряжения будут все-таки небольшими; на оси

$$p(x=0) = I_0(1 - a) 4a\tau_u^2 E \delta / 3\kappa(1 - 2\sigma). \quad (6)$$

Здесь  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности. Если  $p$  измерять в атмосферах, а  $I_0$  — в ваттах на квадратный сантиметр, то, взяв обычные для ИК световодов значения  $\delta \sim 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>,  $r_1 \sim r_0 \sim 10^{-1}$  см, получим  $p \sim 10^{-5} I_0$ .

В непрерывном режиме  $I_0$  реально не превышает  $10^3$  Вт/см<sup>2</sup> (это соответствует полной мощности излучения в световоде  $\sim 10$  Вт, при увеличении  $I_0$  начинаются уже термические повреждения /1/), поэтому давление, развиваемое термомеханическим напряжением, реально не превышает  $10^{-2}$  атм.

Оценим в импульсном режиме величину электрострикционного давления на оси световода  $p = I_0(\rho \delta \epsilon / \delta \rho)_T (1 - a) / c_0$  и величину смещения в максимуме при  $a < 1$  вблизи оси  $u \approx r r_1 / E$ . Если радиус пучка (и световода) измеряется в сантиметрах,  $I_0$  — в ваттах на квадратный сантиметр, то значение давления на оси в атмосферах  $p \sim 10^{-11} I_0(1 - a)$ . Измеряя  $u$  в сантиметрах и взяв  $r_1 \sim 10^{-2}$  см, получим  $u \sim (1 - a) 10^{-14} I_0$ . При  $r_0 \gg r_1$ ,  $a = 1$ , при  $r_1 \gg r_0$ ,  $a = 0$ . Первый случай дает максимальное значение светоиндуцированного давления. В тонких световодах обычным является значение  $I_0 \sim 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>, т.е. в этих случаях  $p \sim 1$  атм. Значения  $u \sim 10^{-7}$  см, что превышает характерное межатомное расстояние  $10^{-8}$  см. Такие величины  $p$  и  $u$  могут привести к расколу вещества световода и образованию трещины вдоль его оси. Особенно неблагоприятным является импульсно-периодический режим передачи световой энергии с его чередующимися нагрузками и разгрузками соответствующих слоев волокна.

Рассмотренный эффект механического действия излучения на световод будет, по-видимому, основным. Поперечное светоиндуцированное сдавливание приведет к продольной вытяжке световода. Здесь при различной длине и различных условиях закрепления концов можно ожидать следующих явлений. При любой длине волокна в случае, если, оба его конца заделаны, в нем будут возбуждаться продольные и изгибные

колебания. Эти колебания наложатся на общее электрострикционное сжатие и могут обусловить локализацию трещинообразования по длине световода. На "выбор места" трещины будут влиять и нелинейно-звуковые эффекты, поскольку амплитуда возникающих колебаний достаточно велика: при гиперзвуковых собственных частотах колебаний ( $\sim 1$  ГГц)  $\lambda \sim 10^{-4}$  см и акустическое число Маха для  $u \sim 10^{-7}$  см равно  $10^{-3}$ , что лежит в области нелинейного звука /5/.

Рассмотрим случай недлинного световода со свободным концом. Под действием поперечного электрострикционного сжатия световод вытягивается как целое, сообщая своему концу скорость  $v$ , которую легко определить из закона Пуассона

$$\rho \partial v / \partial t = - \nabla [(\rho \partial \epsilon / \partial \rho)_T] / c_0 \sigma. \quad (7)$$

Интегрируя это выражение по  $t$  и усредняя значения  $v$  по поперечному сечению световода, получим оценку  $v \sim \mathcal{E}_u (\partial \epsilon / \partial \rho)_T / c_0 \sigma t_0^3$ . Здесь  $\mathcal{E}_u$  — энергия импульса; если взять  $r_0 \sim 10^{-2}$  см, то  $v \sim 10^3 \mathcal{E}_u$ , где  $v$  измерено в см/с, а  $\mathcal{E}_u$  — в Дж. Полученный результат означает, что в световоде возбуждается продольная ударная волна /6/,  $v$  — колебательная (массовая) скорость в этой волне. При возрастании величины  $\mathcal{E}_u$  могут происходить /6/: 1) откол вещества на концах световода, 2) испарение вещества на концах световода.

Таким образом, излучение, распространяясь по световоду, за счет поперечного градиента интенсивности оказывает механическое действие на вещество световода. При достаточной длительности импульса излучения в теле световода могут образовываться трещины; продольные колебания световода определяют их локализацию по длине.

Причиной трещин являются электрострикционные и в ряде специальных случаев термомеханические напряжения. Если концы недлинного световода свободны, то при превышении определенного значения энергии импульса излучения вещество с них может откалываться.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Романовский М. Ю. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 3 (1986); № 5, 23 (1987).
2. Артюшенко В. Г. и др. Препринт ИОФАН № 187, М., 1987.
3. Coste J., Montes C. Phys. Rev., A, 34, No. 5, 3940 (1986).
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. 4-е изд. М., Наука, 1987.
5. Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков. М., Наука, 1982.
6. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.

Поступила в редакцию 5 ноября 1987 г.