

07;12

Влияние дефектов торцевой поверхности световода на эффективность ввода излучения

© Д.В. Кизеветтер, В.И. Малюгин

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: Kieseewetter@mailbox.alkor.ru

(Поступило в Редакцию 21 сентября 2001 г.)

Анализируется влияние оптических неоднородностей на торце волоконного световода на характеристики ввода оптического излучения. Получены простые выражения для оценки изменения угловых характеристик и эффективности ввода. Произведено сопоставление расчетных зависимостей с экспериментальными данными.

Введение

Качество торцевых поверхностей волоконных световодов (ВС) оказывает влияние на параметры волоконно-оптических соединений и характеристики излучения в световоде. Дефекты на торцевых поверхностях ВС могут образовываться как в процессе изготовления, так и в процессе эксплуатации. Помимо механических повреждений торцевых поверхностей, приводящих к появлению царапин и шероховатости поверхности, существуют и другие механизмы образования неоднородностей. Это, в частности, загрязнение поверхностей, проникновение и конденсация влаги на поверхности торцов волоконных световодов при резких перепадах температуры, разрушение поверхностей под действием мощного лазерного излучения.

Вопросу о влиянии торцевых дефектов ВС на параметры стыковочных устройств был посвящен цикл работ [1–5]. В настоящей работе мы обобщим имеющиеся теоретические и экспериментальные данные, относящиеся к расчету эффективности ввода излучения плоской электромагнитной волны в световод с учетом оптической неоднородности торцевой поверхности.

Задача расчета мощности излучения в световоде состоит из двух частей: определения индикатрисы рассеяния (ИР) света и вычисления фильтруемой ВС оптической мощности. Для решения первой части задачи, связанной с исследованием влияния неоднородностей и загрязнений оптических поверхностей ВС на рассеяние излучения, проводилось численное моделирование и измерение ИР на плоскопараллельных оптических пластинках, сделанных из того же материала, что и сердцевина волоконного световода. Использование пластин позволяло профилометрическими методами измерять параметры шероховатости поверхности, определять индикатрису рассеяния и коэффициент ослабления прошедшего излучения, а также применять полученные результаты для расчетов ввода излучения в световоды с различными апертурными углами и диаметрами сердцевины.

Аппроксимация индикатрис рассеяния света на шероховатых поверхностях

Представим индикатрису рассеяния $f(\gamma, \theta, \gamma', \theta')$ плоской монохроматической электромагнитной волны на шероховатой поверхности, нормированную на падающую мощность F_0 , в виде двух составляющих: нерассеянной и диффузно рассеянной [6,7]

$$f(\gamma, \theta, \gamma', \theta') = k_n \delta(\gamma - \gamma') \delta(\theta - \theta') + k_d f_d(\gamma, \theta, \gamma', \theta'),$$

где $\gamma, \theta, \gamma', \theta'$ — азимутальные и радиальные углы падающей и рассеянной волн; $k_n = F_n/F_0$, $k_d = F_d/F_0$ (F_n и F_d — мощности нерассеянной и диффузно рассеянной составляющих индикатрисы при нормальном угле падения волны $\gamma = 0$).

При расчете параметров излучения вводимого в ВС обычно учитывается распределение рассеянного света в сравнительно узком угловом интервале ($\gamma < 15^\circ$, определяемом апертурным углом световода), в пределах которого диффузную составляющую индикатрисы рассеяния f_d можно аппроксимировать функцией Гаусса. Тогда в цилиндрической системе координат

$$f(\gamma, \theta, \gamma', \theta') = k_n \delta(\gamma - \gamma') \delta(\theta - \theta') + \frac{k_d}{\pi \sigma^2} \exp\left[-\frac{1}{\sigma^2}(\gamma^2 + (\gamma')^2) - 2 \cos(\theta - \theta') \gamma \gamma'\right], \quad (1)$$

где σ — полуширина индикатрисы рассеяния, $k_d = F_d/F_0$ (F_d — мощность, рассеиваемая в соответствии с гауссовским распределением).

Коэффициенты k_n, k_a и k_d определяются из экспериментально измеренных ИР на плоскопараллельных пластинках с учетом коэффициента отражения Френеля от раздела двух сред или рассчитываются исходя из статистических характеристик рельефа поверхности рассеивателя. Использование гауссовской аппроксимации позволяет получить простые выражения для оценки изменения эффективности ввода (ЭВ) в волоконные световоды с несовершенной торцевой поверхностью и выявить характерные закономерности.

Если оценка ЭВ проводится для широкого диапазона углов ввода γ (например, в случае источников излучения в широкой диаграмме направленности), то необходимо использовать в расчетах более точный вид индикатрис рассеяния с учетом появления эффекта затенения [8], изменения формы ИР от угла падения [6] и увеличение k_n для углов $\gamma \rightarrow \pi/2$. При таком подходе возрастает не только сложность вычислений, но и появляется неопределенность выбора правильной модели описывающей рассеиватель. В этом случае целесообразно использовать коэффициент относительного пропускания k_s , определяемый экспериментально, как отношение полной мощности излучения, прошедшей плоскопараллельную пластинку с рассеивающей входной поверхностью F_s , к мощности, прошедшей через нерассеивающую пластинку F_0 ,

$$k_s = F_s/F_0. \quad (2)$$

При фазовом характере рассеяния отличие коэффициента k_s от единицы обусловлено отражением рассеянного излучения, падающего на вторую (нерассеивающую) поверхность пластинки под углом, большим угла полного внутреннего отражения γ_i . Если диффузор является входным торцом волоконного световода, то излучение, рассеянное на углы, большие γ_i , не захватывается модами сердцевин и оболочки ВС. При таком рассмотрении величину k_s можно считать максимально достижимой эффективностью ввода для световода с рассеивающей торцевой поверхностью. Как будет показано далее, введение экспериментально измеряемого значения k_s позволяет учесть негауссовский вид реальной индикатрисы рассеяния и соответственно увеличить точность оценки изменения эффективности ввода.

Расчет мощности излучения, фильтруемой волоконным световодом

Рассматривая световод как фильтрующее устройство с передаточной характеристикой $G(\gamma, \theta)$, запишем выражение для оптической мощности $P(\gamma, \theta)$, выходящей из волоконного световода,

$$P(\gamma, \theta) = N \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} G(\tilde{\gamma}'\tilde{\theta}') f(\gamma, \theta, \tilde{\gamma}', \tilde{\theta}') \tilde{\gamma}' d\tilde{\gamma}' d\tilde{\theta}', \quad (3)$$

где N — нормировочный множитель; $\tilde{\gamma}'$, $\tilde{\theta}'$ — углы рассеяния „внутри“ световода в среде с показателем n_1 , равным показателю преломления сердцевин в точке рассеяния.

Параметры рассеяния и угловые характеристики [2,9] определяются для углов γ' , θ' , отсчитываемых в свободном пространстве, поэтому и интегрирование (3) целесообразно производить в том же масштабе углов, используя для пересчета соотношение $\sin \gamma = n_1 \sin \tilde{\gamma}'$. Далее под термином „изменение эффективности ввода“ будем понимать относительное изменение выходящей

мощности при различных условиях ввода излучения, не делая различий между мощностью переносимой модами сердцевин и оболочки. Изменение мощности излучения вследствие различного затухания модовых групп также будет рассматриваться как изменение эффективности ввода.

Интегрирование (3) предполагает аддитивность вводимой мощности от угла падения и рассеяния волны. Такое рассмотрение не вызывает сомнения в случае некогерентного источника излучения, но допустимо и для когерентных волн, если результатом их интерференции является статистически случайная спекл-картина с характерным размером пятна $S_s \ll \pi a^2 \leq S_d$, где a — радиус сердцевин ВС, S_d — площадь освещающего торца светового пучка. При определении передаточных характеристик предполагается также линейность дифференциального модового затухания, рассеяния и межмодового взаимодействия. Если ввод излучения осуществляется сфокусированным пучком, то и передаточная функция (а при переходе к относительным величинам угловая характеристика ввода (УХВ)) должна быть измерена при тех же условиях. Используемая модель позволяет также учесть модовый состав излучения, определив передаточную функцию через коэффициенты возбуждения заданной волноводной моды или группы мод [1].

Рассматриваемый подход применим и для оценки величины рассеянной мощности, фильтруемой различными оптико-электронными приборами, в том числе для случая сложной диаграммы направленности источника излучения. Однако упомянутая задача требует отдельного рассмотрения.

Мощность излучения, вводимую в ВС, можно разделить на две части: P_n и P_d , обусловленные направленной и диффузной составляющей ИР. Соответственно изменение характеристик ввода при рассеянии на входном торце также определяется двумя составляющими, причем изменение угловых зависимостей обусловлено только P_d . Используя соотношения для функций Бесселя [10]

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left(\cos(\theta - \theta') \frac{2\gamma\gamma'}{\sigma^2}\right) \exp(i\theta\theta) d\theta' = I_0\left(\frac{2\gamma\gamma'}{\sigma^2}\right),$$

$$\int_0^{\infty} I_0\left(\frac{2\gamma\gamma'}{\sigma^2}\right) \exp\left[-\frac{1}{\sigma^2}(\gamma^2 + (\gamma')^2)\right] \gamma' d\gamma' = \pi\sigma^2,$$

преобразуем выражение (3) следующим образом:

$$\frac{P_v}{P_0} \cdot N_p = k_n g(\gamma_r) + \frac{2k_a}{\sigma_r^2} \int_0^{\infty} g(\gamma_r') I_0\left(\frac{2\gamma_r\gamma_r'}{\sigma_r^2}\right) \times \exp\left(-\frac{\gamma_r^2 + (\gamma_r')^2}{\sigma_r^2}\right) \gamma_r' d\gamma_r', \quad (4)$$

где P_v — мощность излучения, выходящая из ВС; P_0 — мощность излучения, падающего на входной

торец; I_0 — модифицированная функция Бесселя; $\gamma_r = \gamma/\gamma_c$, $\sigma_r = \sigma/\gamma_c$ — угол ввода и полуширина ИР, нормированные на апертурный угол световода γ_c ; $g(\gamma) = G(\gamma)/G(\gamma = 0)$ — угловая характеристика ввода; N_p — нормировочный множитель, зависящий от передаточных свойств ВС и параметров излучателя.

Переходя к относительным значениям мощности, например по отношению к мощности при нерассеивающем входном торце $p(\gamma) = P(\sigma, \gamma)/P(\sigma \rightarrow 0, \gamma)$ или к зависимости мощности от угла ввода излучения $p(\gamma) = P(\gamma)/P(\gamma = 0)$, можно анализировать возникающие эффекты, не рассчитывая нормировочного множителя N_p .

Рассмотрим случай ввода излучения плоской волны в ВС при диффузно рассеивающем входном торце с $k_n = 0$, $k_d = 1$. Получим оценки эффективности ввода излучения для различных типов УХВ, в частности при аппроксимации угловой характеристики ввода излучения ступенчатой

$$g_c(\gamma_r) = \begin{cases} 1 \dots \gamma_r \leq 1, \\ 0 \dots \gamma_r > 1 \end{cases}$$

и гауссовской

$$g_g(\gamma_r) = \exp(-\gamma_r^2)$$

функциями. Для волны распространяющейся в направлении оси световода $\gamma = 0$ эффективность ввода излучения

$$p_\sigma(\sigma_r, \gamma_r) = p(\sigma_r, \gamma_r = 0)/p(\sigma_r \rightarrow 0, \gamma_r = 0)$$

описывается простыми аналитическими зависимостями:

$$p_g(\sigma_r, \gamma_r = 0) = 1 - \exp\left(-\frac{1}{\sigma_r^2}\right) \text{ для } g_c, \quad (5)$$

$$p_\sigma(\sigma_r, \gamma_r = 0) = \frac{1}{1 + \sigma_r^2} \text{ для } g_g. \quad (6)$$

В случае наклонного падения волны ($\gamma \neq 0$) расчет изменения эффективности (рис. 1) проводился численным интегрированием (4), используя для больших значений $(\gamma_r \gamma_r' / \sigma_r^2)$ асимптотическую формулу

$$I_0\left(\frac{2\gamma_r \gamma_r'}{\sigma_r^2}\right) \exp\left[-\frac{1}{\sigma_r^2}\{\gamma_r^2 + (\gamma_r')^2\}\right] \\ \approx \exp\left[-\frac{1}{\sigma_r^2}\{\gamma_r^2 - (\gamma_r')^2\}\right] \left\{ \frac{\sigma_r}{2\sqrt{\pi\gamma_r \gamma_r'}} \left(1 + \frac{\sigma_r^2}{16\gamma_r \gamma_r'}\right) \right\}.$$

Зависимость

$$p_{\gamma, \sigma}(\sigma_r, \gamma_r) = p(\sigma_r, \gamma_r)/p(\sigma_r \rightarrow 0, \gamma_r = 0)$$

фактически характеризует изменение эффективности ввода по сравнению с нерассеивающим входным торцом, а $p_\gamma(\sigma_r, \gamma_r) = p(\sigma_r, \gamma_r)/p(\sigma_r, \gamma_r = 0)$ — изменение эффективности ввода от угла γ_r , т.е. угловую характеристику ввода (УХВ) при рассеивающем торце. Для гауссовской УХВ зависимость $p_\gamma(\sigma_r, \gamma_r)$ удается получить в аналитическом виде

$$p_\gamma(\sigma_r, \gamma_r) = \exp(-\gamma_r^2/(1 + \sigma_r^2)). \quad (7)$$

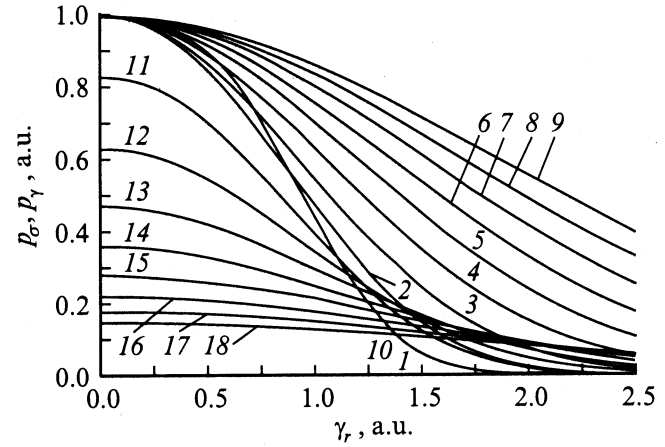


Рис. 1. Изменение угловых характеристик ввода $p_\gamma(\sigma_r, \gamma_r) = p(\sigma_r, \gamma_r)/p(\sigma_r, \gamma_r = 0)$ (зависимости 1–10) и изменение эффективности ввода по сравнению с нерассеивающим входным торцом $p_\sigma(\sigma_r, \gamma_r) = p(\sigma_r, \gamma_r = 0)/p(\sigma_r \rightarrow 0, \gamma_r = 0)$ (11–18) от относительного угла ввода излучения $\gamma_r = \gamma_c$ для световода со ступенчатой УХВ: 1, 11 — $\sigma_r = 0.25$; 2, 12 — $\sigma_r = 0.5$; 3, 13 — $\sigma_r = 1, \dots$; 10, 20 — $\sigma_r = 2.5$. Зависимости 1, 11 и 2, 12 совпадают.

Таким образом, при рассеянии света на входном торце (рис. 1) возбуждение волноводных мод происходит в более широком интервале углов падения плоской электромагнитной волны, что эквивалентно увеличению апертурного угла ввода. Это явление имеет простую физическую интерпретацию: при диффузном рассеянии на входном торце ВС в угловую апертуру попадает рассеянное излучение при углах ввода $\gamma > \gamma_c$. Угловые характеристики ввода ВС с торцевым рассеивателем аналогичны характеристикам ввода ВС с нерассеивающим торцом, но имеющим больший апертурный угол γ_c^* и меньшую эффективность ввода. На рис. 2, а приведены зависимости эквивалентного апертурного угла ввода $\chi_u = \gamma_c^*/\gamma_c$ от полуширины ИР, полученные решением уравнения $p_\gamma(\sigma_r, \gamma_r) = u$ (u — уровень определения апертуры, $0 < u < 1$). В случае $\sigma_r \gg 1$ имеется простое асимптотическое решение $\chi_u = \sigma_r(-\ln u)^{1/2}$, которое может быть применено уже для значений $\sigma_r > 1.5$. Зависимость $\chi_u(\sigma_r)$ при $\sigma_r \gg 1$ является монотонно возрастающей, а для $\sigma_r > 1$ зависит от уровня определения апертуры u .

С целью оценки влияния вида угловых характеристик ввода на $\chi(u)$ уравнение $p_\gamma(\sigma_r, \gamma_r) = u$ решалось для различных типов УХВ: ступенчатой, гауссовской, треугольной и трапецидальной (рис. 2, б). Для случая гауссовской УХВ решение получается в аналитическом виде

$$\chi = (\gamma_c^2 + \sigma^2)^{1/2}, \quad (8)$$

где величины χ , γ_c , σ определяются по уровню $1/e$.

Для любого из рассмотренных типов УХВ (рис. 2, б) отличие значений $\chi(\sigma)$ от полученных по формуле (8) не превышает 10...20%. Таким образом, практически для всех реальных типов волоконных световодов при

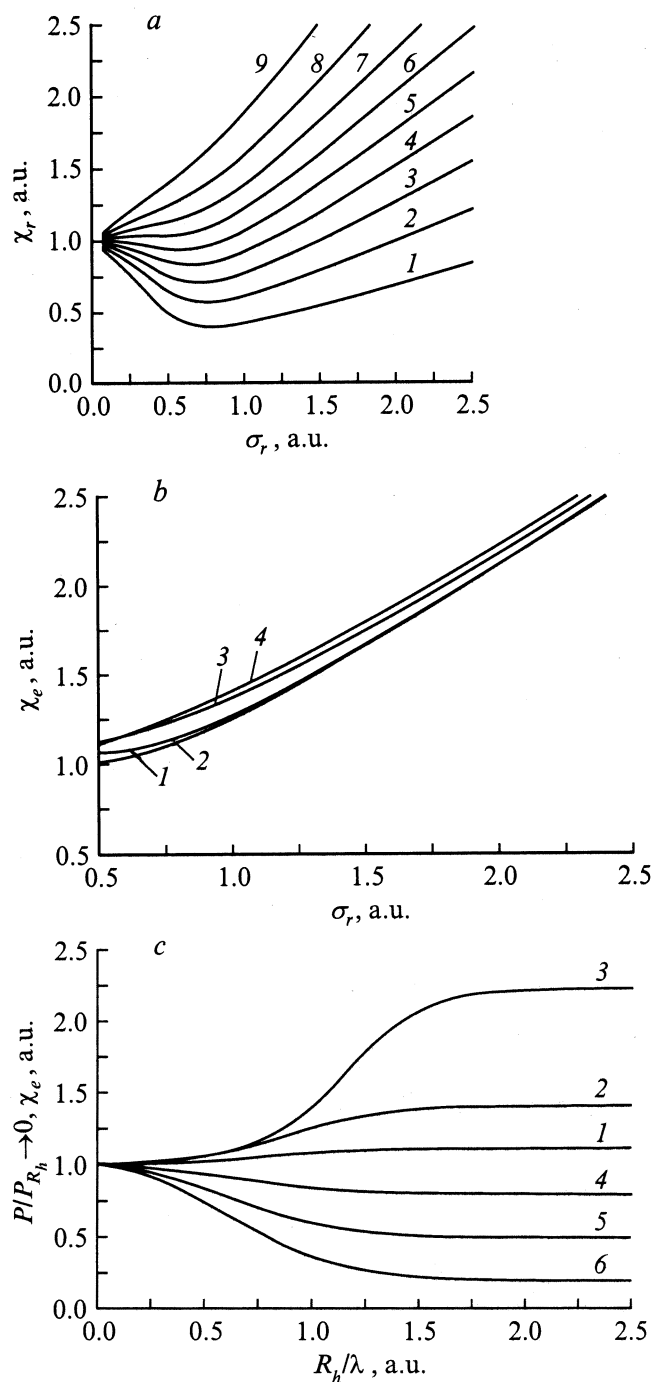


Рис. 2. *a* — зависимость относительного эквивалентного апертурного угла χ_r от относительной полуширины диаграммы направленности σ_r для 1 — уровня определения апертуры $u = 0.9$, 2 — $u = 0.8$, 3 — $u = 0.7$, ..., 9 — $u = 0.1$; *b* — зависимость эквивалентного апертурного угла χ_e от относительной полуширины диаграммы направленности σ_r для волоконных световодов с различным видом угловых характеристик ввода: 1 — ступенчатой, 2 — трапециoidalной, 3 — треугольной, 4 — гауссовской. Зависимость 4 совпадает с аппроксимацией $\chi_e = (1 + \sigma_r^2)^{1/2}$; *c* — относительная эффективность ввода $P/P(T_h \rightarrow 0)$ (зависимости 4–6) и эквивалентный апертурный угол χ_e (1–3) от относительной высоты шероховатости R_h/λ ; 1, 4 — $\sigma_r = \gamma_c/2$; 2, 5 — $\sigma_r = \gamma_c$; 3, 6 — $\sigma_r = 2\gamma_c$.

условии $P_d \gg P_n$ может с приемлемой точностью использоваться соотношение (8). Следует отметить, что значение $\chi_u(\sigma_r)$ для всех типов УХВ, кроме ступенчатой, при $\sigma_r \rightarrow 0$ зависит от уровня определения апертуры u . С расширением ИР зависимость $p_\gamma(\sigma_r, \gamma_r)$ в меньшей мере зависит от УХВ световода и большей от параметров рассеивателя. Возможность аппроксимации $\chi(\sigma)$ для различных волоконных световодов с диффузно рассеивающим входным торцом функцией (8) позволяет применить это выражение и в более общем случае — для $k_n \neq 0$.

Влияние степени шероховатости торцевой поверхности световода на эффективность ввода излучения

Рассмотрим изменение характеристик ввода излучения как функцию среднеквадратичной высоты шероховатости R_h с учетом роли коэффициентов k_n и k_a . Для слабошероховатых поверхностей световодов ($\gamma_c \ll \sigma$ и $P_n \gg P_d$) эффективность ввода определяется нерассеянной составляющей индикатрисы — k_n . По мере роста степени шероховатости начинает сказываться влияние диффузной составляющей индикатрисы рассеяния P_d , и необходимо учитывать роль обоих слагаемых в формуле (4). В случае $R_h \gg \lambda/2$ доминирующим становится второе слагаемое $P_n \ll P_d$, обусловленное рассеянием на входном торце световода. Используя измеренные на плоскопараллельных пластинах значения коэффициентов k_n, k_a, σ , можно рассчитать угловые характеристики и изменение эффективности ввода как функцию R_h [4,11]. Представляет интерес теоретическая зависимость изменения эффективности ввода $p_r(\gamma, R_h) = p(\gamma, R_h)/p(\gamma, R_h \rightarrow 0)$ для различной степени шероховатости поверхности. Определим зависимость изменения эффективности ввода $p_r(\gamma, R_h) = p(\gamma, R_h)/p(\gamma, R_h \rightarrow 0)$ от R_h , используя в качестве оценки величины направленной составляющей индикатрисы рассеяния k_n выражение [6,8]

$$k_n(R_h) = \exp\left(-\frac{\mu R_h^2}{\lambda^2} \cos^2 \gamma\right), \quad (9)$$

где λ — длина волны, $\cos^2 \gamma \approx 1$, $\mu \approx \pi^2$ (для отраженной волны $\mu^{(r)} \approx 16\pi^2$).

Для гауссовской УХВ световода из формул (4) и (9) получаем УХВ при шероховатом входном торце

$$p_\gamma(\sigma_\gamma, \gamma_\gamma) = k_n^* \exp(-\gamma_r^2) + \frac{k_a^*}{1 + \sigma_r^2} \exp\left(-\frac{\gamma_r^2}{1 + \sigma_r^2}\right),$$

а также изменение эффективности ввода по отношению нерассеивающему входному торцу

$$p/p(\sigma \rightarrow 0) = k_n^{**} + \frac{k_a^{**}}{1 + \sigma_r^2} \exp\left(\frac{\sigma_r^2 \gamma_r^2}{1 + \sigma_r^2}\right),$$

где $k_n^* = k_n/(k_n + k_a/(1 + \sigma_r^2))$, $k_a^* = k_a/(k_n + k_a/(1 + \sigma_r^2))$, $k_n^{**} = k_n/(k_n + k_a)$, $k_a^{**} = k_a/(k_n + k_a)$.

Следует отметить, что при $\gamma_r > 1$ относительная эффективность ввода $p/p(\sigma \rightarrow 0)$ может быть больше 1 (т.е. больше, чем при нерассеивающем входном торце). В частном случае при нормальном угле падения $\gamma = 0$ имеем

$$p/p(\sigma \rightarrow 0, \gamma = 0) = k_n^{**} + k_a^{**}/(1 + \sigma_r^2).$$

В простейшем случае, полагая $k_a = 1 - k_n$, получаем $k_n^{**} = k_n$, $k_a^{**} = k_a$. Расчет эквивалентного апертурного угла χ_u возможен лишь численным решением уравнения $p(\gamma, R_h) = u$. Примеры зависимостей $p_k(R_h)$ и $\chi_e(R_h)$ в случае различных соотношений полуширины ИР и апертурного угла ($\gamma_c = \sigma_c/2$, $\gamma_c = \sigma_c$, $\gamma_c = 2\sigma_c$) даны на рис. 2, с. Вид зависимости $\chi(R_h)$ имеет три характерных участка. На первом участке ($R_h/\lambda < 0.1$) рассеяние сравнительно мало и не оказывает существенного влияния на величину эквивалентного апертурного угла ($\chi_2 \approx 1$) и эффективность ввода. Участок 2 ($0.1 < R_h/\lambda < 0.5$) является промежутком наиболее заметного изменения $\chi(R_h)$ и $p(R_h)$. Третий участок ($R_h/\lambda > 0.5$) соответствует диффузному рассеянию света поверхностью ($k_n \approx 0$), поэтому при дальнейшем увеличении R_h эквивалентный апертурный угол и эффективность ввода не изменяются. Асимптотические значения $p_k(R_h)$, $\chi_e(R_h)$ при $R_h/\lambda > 0.5$ определяются выражениями (6) и (8).

При сохранении соотношения $R_h/R_c \approx \text{const}$, где R_c — корреляционное расстояние шероховатости поверхности, полуширину индикатрисы рассеяния σ можно считать не зависящей от R_h — $\sigma(h) = \text{const}$ и, как следствие, функцию $\chi(R_h)$ слабо зависящей от высоты микрорельефа. Для реальных шероховатых поверхностей, полученных методом шлифовки свободным абразивом, при увеличении зернистости абразива возрастает как величина R_h , так и полуширина ИР вследствие изменения корреляционного расстояния профиля шероховатости [5]. Соответственно на участке $R_h/\lambda > 0.5$ функция $\chi(R_h)$ также будет несколько возрастать, а функция $p_k(R_h)$ убывать, что и наблюдалось в [2].

Экспериментальное исследование эффективности ввода

Экспериментальное исследование характеристик ввода излучения в волоконные светодiodы с шероховатой входной торцевой поверхностью проводилось в диапазоне высот шероховатостей $R_h 0.1-0.8 \mu\text{m}$. Поверхности торцов ВС и образцовых плоскопараллельных пластин были получены шлифовкой свободным абразивом различной зернистости. Сведения об условиях шлифования, статистических характеристиках шероховатостей, параметрах индикатрис рассеяния приведены в [4,11-13]. Используя методику измерений угловых характеристик [2,9], получили зависимости эквивалентного апертурного $\chi_e(R_h)$ и эффективности ввода $p(R_h)$ для различных типов волоконных светодiodов на длине волны $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ (рис. 3,4). Расчет зависимостей $\chi_e(R_h)$,

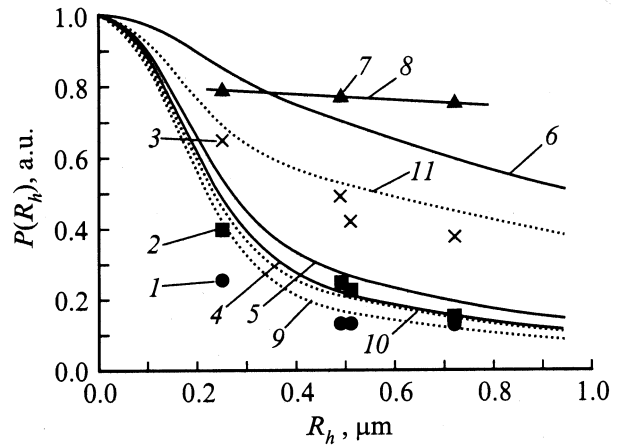


Рис. 3. Изменение эффективности ввода как функция среднеквадратической высоты шероховатости R_h для различных волоконных светодiodов: 1-3 — эксперимента, 4-6 — расчет с использованием формулы (6), 7 — экспериментально измеренные значения коэффициента k_s , 8 — линейная аппроксимация k_s , 9-11 — расчет с использованием (10). Зависимости 1, 4, 9 соответствуют ВС со ступенчатым профилем показателя преломления, радиусом сердцевины $a = 100 \mu\text{m}$ апертурным углом по уровню $1/e$, $\gamma_c = 4.34^\circ$; 2, 5, 10 — градиентному ВС 50/125, $a = 25 \mu\text{m}$, $\gamma_c = 5^\circ$; 3, 6, 11 — „кварц-полимер“, $a = 100 \mu\text{m}$, $\gamma_c = 12.4^\circ$.

$p(R_h)$ производился с использованием аналитического выражения (9) в отличие от работ [1,3], в которых использовались экспериментально измеренные величины k_n , k_a . Зависимость $\sigma(R_h)$ задавалась в виде линейной функции $\sigma(R_h) = \alpha + \beta R_h$, коэффициенты α, β которой были получены аппроксимацией экспериментальных данных [4,11]: $\alpha \approx 3.7$, $\beta \approx 9.05$ (σ — в градусах,

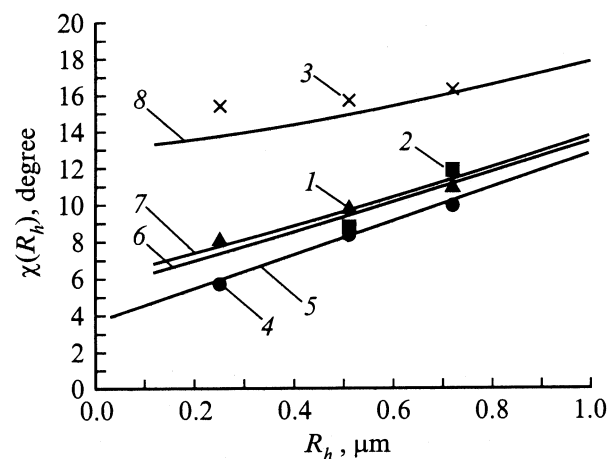


Рис. 4. Эквивалентный апертурный угол χ_e от среднеквадратической высоты шероховатости R_h : 1-3 — экспериментальные данные, 4 — полуширина индикатрисы рассеяния по данным [11], 5 — аппроксимация 4, 6-8 — расчет с использованием формулы (8). Зависимости 1, 6 — для светодiodа с $\gamma_c = 4.34^\circ$; 2, 7 — для $\gamma_c = 5^\circ$; 3, 8 — для $\gamma_c = 12.4^\circ$.

R_h — в микрометрах). Имеет место хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных для $\chi(R_h)$. Сопоставление результатов для $p(R_h)$ показывает, что использование простейшей модели приводит к завышенной оценке $p(R_h)$. Относительное среднеквадратическое расхождение при расчете $p(R_h)$ для световодов 1–3 составляет 19, 10, 17% соответственно, $\chi(R_h)$ — 5–6%. Возникающие отличия в значительной степени обусловлены использованием приближения $k_a = 1 - k_n$, в то время как для реальных ИП ($k_a + k_n$) < 1, о чем свидетельствует измерение коэффициента относительного пропускания k_s .

Измерения k_s производились на образцовых плоскопараллельных пластинах с шероховатой входной поверхностью. Все излучение, прошедшее пластинку, регистрировалось ФЭУ с большой площадью фотокатода. Уменьшение величины прошедшей мощности по сравнению с нерассеивающей плоскопараллельной пластинкой (зависимость 7 на рис. 4) обусловлено в основном отражением от второй грани пластинки при углах падения, больших критического γ_i . Оценки, выполненные с использованием формулы Бекмана [4,6,7], показывают, что мощность, рассеиваемая на углы $\gamma' > \gamma_i$, должна быть на 3–5 порядков ниже экспериментально измеренных значений. Указанное отличие, по всей вероятности, связано с негауссовской статистикой шероховатости стекол и эффектом подповерхностного рассеяния. Соответственно формулу для расчета ЭВ можно уточнить, положив $k_a = k_s(1 - k_n)$, тогда

$$p(R_h) = k_n(R_n) + \frac{[1 - k_n(R_n)]k_s}{1 - \sigma^2/\gamma_c^2}. \quad (10)$$

Приняв для всех рассматриваемых шероховатостей $k_s = 0.75$ и производя оценку $p(R_h)$ в соответствии с (10), можно получить лучшее совпадение с экспериментом (зависимости 9–11). Расхождение при расчете $p(R_h)$ в данном случае составляет 13, 6, 7% соответственно.

Экспериментально определив величину зеркальной составляющей индикатрисы рассеяния отраженного от торца ВС излучения $k_n^{(r)}$, можно оценить величину k_n для прошедшего излучения. Учитывая, что $\mu \approx \pi^2$, а $\mu^{(r)} \approx 16\pi^2$, имеем

$$k_n = (k_n^{(r)})^{1/16}. \quad (11)$$

Если например, для однородно шероховатого входного торца коэффициент зеркального отражения ИП $k_n^{(r)}$ больше 0.44, то $k_n > 0.95$, т.е. потери на рассеяние не будут превышать 5%.

Представляет интерес оценка изменения вводимой мощности в световод при амплитудно-фазовом характере рассеивателя, в частности, при наличии загрязненных участков на входном торце ВС. Для слабозагрязненных поверхностей, полагая пространственное распределение вкраплений по торцу статистически случайным, $S_c \ll S_a$ (S_c — площадь загрязненных участков, $S_a = \pi a^2$ —

площадь сердцевин световода), и, пренебрегая рассеивающими свойствами загрязненных участков, можно записать

$$k^{(a)} = S_a - S_c/S_a, \quad k_i^{(s)} = k^{(a)}k_i \quad i = \{n, a, d, s\}, \quad (12)$$

где $k^{(a)}$ — коэффициент амплитудного пропускания; $k_n^{(s)}, k_a^{(s)}, k_d^{(s)}$ — результирующие коэффициенты направленного пропускания и диффузного рассеяния; $k_s^{(s)}$ — результирующий коэффициент относительного пропускания.

Мощность, вводимую в ВС, также можно оценить с использованием соотношения (4) или (10), заменив k_n и k_a на $k_n^{(s)}$ и $k_a^{(s)}$, полагая распределение неоднородностей равномерным по поверхности. Однако последнее условие для шероховатых поверхностей часто не выполняется (например, загрязнение происходит преимущественно на углубленных участках профиля шероховатой поверхности). Если вкрапления приводят к увеличению асимметрии и эксцесса распределения высот профиля рельефа, то такая поверхность обладает менее выраженными рассеивающими свойствами [4] и при малом числе неоднородностей применение соотношений (6) может дать заниженную оценку $p(R_h)$. Следует отметить, что соотношение (11) нельзя использовать для амплитудно-фазовых рассеивателей и статистически неоднородных поверхностей, например для поверхностей с одиночными дефектами.

В случае волнистого рельефа поверхности индикатриса рассеяния можно рассчитать исходя из геометрической модели преломления света на такой границе, а коэффициент k_s принять равным единице.

Можно провести оценки и для некоторых других характерных видов торцевых дефектов, например для скошенного торца световода. Индикатриса рассеяния такого торца ($k_n = 1, k_d = 0$) для малых углов скоса поверхности ε можно представить в виде

$$f(\gamma, \theta, \gamma', \theta') = \delta(\gamma - \gamma' + \varepsilon)\delta(\theta - \theta'),$$

откуда следует

$$\frac{P(\varepsilon)}{P(0)} = \frac{G(\varepsilon)}{G(0)} \quad \text{или} \quad p(\varepsilon) = g(\varepsilon),$$

где $G(0), P(0)$ и $G(\varepsilon), P(\varepsilon)$ — угловые характеристики и мощность ввода излучения соответственно при перпендикулярном ($\varepsilon = 0$) и скошенном торце ВС.

Выводы

В работе показано, что рассеяние на входном торце многомодового волоконного световода приводит как к уменьшению эффективности ввода излучения, так и изменению угловых характеристик ввода. Независимо от типа ВС и его передаточных характеристик для оценки влияния рассеяния на входном торце можно

использовать гауссовскую аппроксимацию диффузной составляющей индикатрисы рассеяния и аппроксимацию δ -функцией направленной составляющей, что позволяет получить простые аналитические выражения. В случае применения теоретических значений коэффициентов k_n , предполагающих гауссовскую модель рельефа шероховатой поверхности, необходимо ввести поправочный коэффициент k_s , учитывающий негауссовский вид реальной индикатрисы рассеяния. Для кварцевого стекла при стандартных условиях шлифования свободным абразивом в диапазоне среднеквадратических высот шероховатости $0.2\text{--}0.8\ \mu\text{m}$ величина k_s приближенно равна 0.75, соответственно реальная эффективность ввода составляет 75% от расчетного значения.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-16903).

Список литературы

- [1] Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 68–71.
- [2] Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. // Опт. и спектр. 1988. Т. 64. Вып. 5. С. 1139–1143.
- [3] Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. // Труды ЛПИ. 1989. Вып. 429. С. 91–93.
- [4] Кизеветтер Д.В., Литвак М.Я., Малюгин В.И. // Проблемы физической электроники-91. Л.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе; ЛГТУ, 1991. С. 120–165.
- [5] Кизеветтер Д.В. Канд. дис. Л., 1989. 267 с.
- [6] Топорец А.С. Оптика шероховатой поверхности. Л.: Машиностроение, 1988. 191 с.
- [7] Beckmann P., Spizzichino A. The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surface. Oxford: Pergamon Press, 1963. 492 p.
- [8] Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
- [9] Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. // ОМП. 1989. № 9. С. 48–50.
- [10] Ватсон В. Теория бесселевых функций. М.: ИЛ, 1949. 798 с.
- [11] Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. // Оптико-механическая пром-сть. 1987. Вып. 2. С. 13–15.
- [12] Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. // ОМП. 1989. № 6. С. 33–36.
- [13] Кизеветтер Д.В., Литвак М.Я., Малюгин В.И. // Физика и диагностика компонентов и активных сред электроники. Тр. ЛГТУ. Л., 1991. № 436. С. 87–90.