

ГЛАВА 6. ВЛИЯНИЕ НЕСОВЕРШЕНСТВ ТОРЦЕВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ НА ПЕРЕДАТОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТОВОДОВ

6.1. Теоретические основы для учета влияния рассеяния торцевыми поверхностями световодов на характеристики выходящего излучения

Качество торцевых поверхностей волоконных световодов 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.

Задача расчета мощности излучения в световоде при шероховатом входном торце 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.

Строгое решение задачи ввода излучения в волоконный световод с шероховатой входной торцевой поверхностью путем разложения падающей электромагнитной волны, рассеявшейся на оптической неоднородности по собственным волнам – волноводным модам ВС представляет серьезную сложность. Такая задача может быть решена только численными способами, что, во-первых, требует больших затрат времени, а во-вторых, не позволяет в полной мере выявить и описать возникающие эффекты для различных условий ввода и различных ВС. Поэтому для решения указанной задачи целесообразно использовать квазилучевой подход, представленный выше.

Рассматривая световод как фильтрующее устройство с передаточной характеристикой $T(\gamma, \varphi)$, где γ - угол ввода излучения относительно оси ВС, φ - азимутальный угол, с учетом п. 5.1, запишем выражение для оптической мощности $P(\gamma, \varphi)$, выходящей из волоконного световода:

$$P(\gamma, \varphi) = N \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} T(\tilde{\gamma}', \tilde{\varphi}') f(\gamma, \varphi, \tilde{\gamma}', \tilde{\varphi}') \tilde{\gamma}' d\tilde{\gamma}' d\tilde{\varphi}', \quad (6.1.1)$$

где N – нормировочный множитель, $\tilde{\gamma}', \tilde{\varphi}'$ - аксиальный и азимутальный углы рассеяния “внутри” световода в среде с показателем n_1 , равным показателю преломления сердцевинки в точке рассеяния, $f(\gamma, \varphi, \tilde{\gamma}', \tilde{\varphi}')$ – функция индикатрисы рассеяния. Параметры рассеяния и угловые передаточные характеристики [22-25] определяются для углов γ', φ' отсчитываемых в свободном пространстве, поэтому и интегрирование (6.1.1) целесообразно производить в том же масштабе углов, используя для пересчета соотношение $\sin \gamma' = n_1 \sin \tilde{\gamma}'$. Далее в статье под термином “изменение эффективности ввода” будем понимать относительное изменение выходящей мощности при различных условиях ввода излучения, не делая различий между мощностью переносимой модами сердцевинки и оболочки. Изменение мощности излучения вследствие различного затухания модовых групп также будет рассматриваться как изменение эффективности ввода. Исключая из рассмотрения случай возникновения оптических вихрей в коротком изогнутом световоде, можно полагать, что УПХ и мощность выходящего излучения не зависят от входного азимутального угла. Соответственно, можно записать $P(\gamma)$ вместо $P(\gamma, \varphi)$ и $T(\gamma')$ - вместо $T(\tilde{\gamma}', \tilde{\varphi}')$.

Интегрирование (6.1.1) 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 $S_s \ll \pi r_0^2 \leq S_d$, где r_0 – радиус сердцевинки 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 передаточная характеристика ввода – УПХ) 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 (п. 2.3), что будет использовано в 6.5.

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

Таким образом, рассматриваемая задача о вводе излучения в световод с рассеивающей поверхностью входного торца сводится к интегрированию функции индикатрисы рассеяния с учетом угловой передаточной характеристики световода. Несмотря на то, что параметры индикатрис рассеяния многих материалов хорошо известны, индикатрисы рассеяния шероховатых поверхностей стекол необходимо предварительно измерить экспериментально. Определению параметров ИР оптических неоднородностей, необходимых для создания корректных физических моделей и дальнейшего использования в расчетах посвящен п. 6.2, который имеет вспомогательный характер.

6.2. Индикатрисы рассеяния шероховатых и оптически неоднородных поверхностей

Влияние рассеяния на шероховатости или оптической неоднородности поверхности входного торца фактически определяется параметрами индикатрисы рассеяния (ИР) поверхности. Поэтому для расчета изменения эффективности ввода и других параметров необходимо задать параметры ИР. Известны теоретические работы, позволяющие связать параметры ИР и параметрами шероховатости поверхности (см. гл. 1). Наиболее известной является теория Бекмана, позволяющая рассчитать ИР для тонкого фазового экрана с гауссовской неоднородностью [130-131] путем суммирования гауссовских функций с полуширинами, и весовыми коэффициентами, зависящими от параметров рассеивателя. Однако использование теории Бекмана для определения влияния рассеяния на входном торце на параметры вводимого излучения имеет несколько серьезных недостатков. Во-первых, для расчета ИР необходимо задать высоту и корреляционное расстояние шероховатости, что возможно только после проведения измерений. Во-вторых, представление функции индикатрисы рассеяния в виде бесконечного ряда делает сложным получение аналитических выражений и оценок параметров ввода излучения, а также затрудняет анализ получаемых результатов. В-третьих, профили шероховатых поверхностей не являются гауссовскими (наилучшим описанием плотности вероятности распределения высот профиля шероховатых поверхностей стекол, полученных шлифованием свободным абразивом является распределение Трофимова-Асадченко [149,26]) и существенное влияние на ИР может оказать подповерхностное рассеяние [150-151]. Поэтому необходимо получить

простую аппроксимацию функций индикатрис рассеяния шероховатых поверхностей стекол и экспериментально определить параметры аппроксимации.

Методика измерения индикатрис рассеяния хорошо известна: исследуемую поверхность облучают сколлимированным оптическим излучением и измеряют распределение интенсивности рассеянного излучения от угла в дальней зоне дифракции. При использовании когерентного излучения определение параметров ИР затруднено вследствие возникновения шумов, обусловленных спекл-структурой рассеянного излучения. Для уменьшения влияния таких шумов и увеличения точности измерений параметров ИР использовались несколько различных устройств и методов, признанных изобретениями [27-28]. Сущность таких методов заключается в усреднении функций индикатрис при различном положении лазерного луча на исследуемой поверхности. Указанный метод был реализован двумя различными способами. В первом [27], индикатрисы рассеяния регистрировались линейным ПЗС фотоприемником, а усреднение функций ИР производилось численным способом в персональном компьютере. Во втором случае [28], распределение интенсивности в ДЗД регистрировалось сканирующим фотоэлектронным умножителем (ФЭУ), а исследуемый образец одновременно вращался и перемещался линейно. Более подробные сведения о способе приведены в [28]. Это позволяло получать усредненные по большой площади поверхности ИР, соответственно, свести к минимуму влияние спекл-шумов на точность измерений.

Измерение параметров индикатрис рассеяния в данной работе является вспомогательным измерением, результаты которого необходимы для дальнейшей работы. Поэтому как сами измеренные ИР, так и подробное описание измерений, в данной работе не приводятся. Указанные сведения об ИР приведены в научных статьях [23] и диссертации автора [152]. Экспериментально полученные данные о параметрах рельефа шероховатых поверхностей и полуширине ИР обобщены в [33].

Проведенные измерения позволили определить полуширину индикатрис рассеяния для различных типов шероховатых поверхностей, используемых в дальнейших исследованиях, и подтвердили возможность использования хорошо известного приближения, представляющего ИР из двух составляющих – направленной (нерассеянной) и диффузно рассеянной. Из проведенных исследований следует, что простейшей аппроксимацией функций ИР, позволяющей корректно рассчитать мощность, рассеиваемую в заданный телесный угол, является аппроксимация ИР суммой функции гаусса и δ -функции [38, 152]. Причем коэффициент направленного пропускания k_n соответствовал теоретической оценке с использованием формулы (1.1.1). Аналогичный результат был получен и методом численного моделирования индикатрис рассеяния [33], описанного в [152]. В

цилиндрической системе координат индикатрису рассеяния плоской электромагнитной волны можно представить в виде:

$$f(\gamma, \varphi, \gamma', \varphi') = k_n \delta(\gamma - \gamma') \delta(\varphi - \varphi') + k_d f_d(\gamma, \varphi, \gamma', \varphi') \quad (6.2.1)$$

где $\gamma, \gamma', \varphi, \varphi'$, - радиальные и азимутальные углы падающей и рассеянной волн, $k_n = P_n / P_0$, $k_d = P_d / P_0$, (P_n и P_d - мощности нерассеянной и диффузно рассеянной составляющих индикатрисы при нормальном угле падения волны $\gamma=0$, P_0 - полная мощность прошедшего излучения).

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

$$f(\gamma, \varphi, \gamma', \varphi') = k_n \delta(\gamma - \gamma') \delta(\varphi - \varphi') + \frac{k_a}{\pi \sigma^2} \exp\left(-\frac{1}{\sigma^2}(\gamma^2 - (\gamma')^2) + 2 \cos(\varphi - \varphi') \gamma \gamma'\right) \quad (6.2.2)$$

где σ - полуширина индикатрисы рассеяния, $k_a = P_\sigma / P_0$, (P_σ - мощность рассеиваемая в соответствии с гауссовским распределением). Коэффициенты k_n , k_a , и k_d определяются из экспериментально измеренных ИР на плоско - параллельных 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 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 с широкой диаграммой направленности), то, как будет показано ниже, необходимо использовать в расчетах более точный вид индикатрис рассеяния с учетом появления эффекта затенения [153], изменения формы ИР от угла падения [131] 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 плоско-параллельную пластинку с рассеивающей входной поверхностью P_s , к мощности, прошедшей через нерассеивающую пластинку P_0 :

$$k_s = P_s / P_0 \quad (6.2.3)$$

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 сердцевины и оболочки ВС (условно – «угловой апертурой 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.

6.3. Теория и экспериментальное исследование эффективности ввода плоской монохроматической электромагнитной волны в световоды с рассеивающей поверхностью входного торца

Теоретическое рассмотрение, приводимое ниже, основано на использовании квазилучевой модели (п. 5.1) и известной аппроксимации индикатрис рассеяния, заключающейся в разделении направленной и диффузной составляющих (п. 6.2). Соответственно, мощность излучения, вводимую в ВС, можно также условно разделить на две составляющие: P_n и P_d , обусловленные направленной и диффузной составляющими ИР. Изменение характеристик ввода при рассеянии на входном торце также обусловлено двумя указанными составляющими. Причем изменение УПХ световода происходит только за счет диффузной составляющей ИР. Так как простейшим допустимым приближением для диффузной составляющей ИР является функция Гаусса, а также учитывая, что [132-133]:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(\cos(\theta - \theta') \frac{2\gamma\gamma'}{\sigma^2}) \exp(i\theta'0) d\theta' = I_0(\frac{2\gamma\gamma'}{\sigma^2}), \quad (6.3.1)$$

$$\int_0^{\infty} I_0(\frac{2\gamma\gamma'}{\sigma^2}) \exp(-\frac{\gamma^2 + (\gamma')^2}{\sigma^2}) \gamma' d\gamma' = \pi\sigma^2 \quad (6.3.2)$$

где I_0 - модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, преобразуем выражение (6.1.1) к виду:

$$\frac{P_v}{P_0} \cdot N = k_n T_n(\gamma_n) + \frac{2k_a}{\sigma_r^2} \int_0^{\infty} T_n(\gamma_n') I_0(\frac{2\gamma_n \gamma_n'}{\sigma_n^2}) \exp(-\frac{\gamma_n^2 + (\gamma_n')^2}{\sigma_n^2}) \gamma_n' d\gamma_n' \quad (6.3.3)$$

где P_v - мощность излучения, выходящая из ВС, P_0 - мощность излучения, падающего на входной торец, $\gamma_n = \gamma / \gamma_c$, $\sigma_n = \sigma / \gamma_c$ - угол ввода и полуширина ИР, нормированные на апертурный угол световода γ_c ; $T_n(\gamma) = T(\gamma) / T(\gamma = 0)$ - угловая характеристика ввода, N - нормировочный множитель. Выражение (6.3.3) можно также представить в виде:

$$P_v(\gamma_n) \propto k_n T(\gamma_n) + \frac{2k_a}{\sigma_n^2} \int_0^\infty T(\gamma'_n) R(\gamma_n, \gamma'_n, \sigma_n) \gamma'_n d\gamma'_n, \quad (6.3.4)$$

где $R(\gamma_n, \gamma'_n, \sigma_n)$ - функция распределения Релея-Райса в соответствии с [141].

Перейдем 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 $p(\gamma) = P(\gamma) / P(\gamma = 0)$. В этом случае можно анализировать возникающие эффекты, не рассчитывая нормировочного множителя N .

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 УПХ вида (5.2.6), и как частный случай, при аппроксимации угловой характеристики ввода излучения ступенчатой - $T_{ns}(\gamma_n) = \begin{cases} 1 & \gamma_n \leq 1 \\ 0 & \gamma_n > 1 \end{cases}$ и гауссовской - $T_{ng}(\gamma_n) = \exp(-\gamma_n^2)$ функциями.

Для волны распространяющейся в направлении оси световода с $\gamma = 0$ эффективность ввода излучения $p_\sigma(\sigma_n, \gamma_n) = p(\sigma_n, \gamma_n = 0) / p(\sigma_n \rightarrow 0, \gamma_n = 0)$ описывается выражением:

$$p_\sigma(\sigma_n, \gamma_n = 0) = \frac{\sigma_{sn}}{2\sqrt{\sigma_{sn}^2 + \sigma_{cn}^2}} \exp\left(-\frac{1}{\sigma_{sn}^2 + \sigma_{cn}^2}\right) \left(-1 - \text{Erf}\left(\frac{\sigma_{sn}}{\sigma_{cn}\sqrt{\sigma_{sn}^2 + \sigma_{cn}^2}}\right)\right) + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \text{Erf}\left(\frac{1}{\sigma_{cn}}\right) \quad (6.3.5)$$

где $\sigma_{sn} \equiv \sigma_n$ - нормированная полуширина индикатрисы рассеяния, $\sigma_{cn} \equiv \sigma_c / \gamma_c$ - нормированный параметр аппроксимации (5.2.6), обусловленный внутренними дефектами световода. А для простейших аппроксимаций УПХ - зависимостями [38, 152]:

$$p_\sigma(\sigma_n, \gamma_n = 0) = 1 - \exp\left(-\frac{1}{\sigma_n^2}\right) \quad \text{для } T_{ns}, \quad (6.3.6)$$

$$p_\sigma(\sigma_n, \gamma_n = 0) = \frac{1}{1 + \sigma_n^2} \quad \text{для } T_{ng} \quad (6.3.7)$$

В случае наклонного падения волны ($\gamma \neq 0$) расчет изменения эффективности (рис. 6.3.1) проводился численным интегрированием (6.3.3), используя для больших значений $\left(\frac{\gamma_n \gamma'_n}{\sigma_n^2}\right)$ асимптотическую формулу:

$$I_0\left(\frac{2\gamma_n \gamma'_n}{\sigma_n^2}\right) \exp\left(-\frac{\gamma_n^2 + (\gamma'_n)^2}{\sigma_n^2}\right) \approx \exp\left(-\frac{\gamma_n^2 - (\gamma'_n)^2}{\sigma_n^2}\right) \left(\frac{\sigma_n}{2\sqrt{\pi\gamma_n \gamma'_n}} \left(1 + \frac{\sigma_n^2}{16\gamma_n \gamma'_n}\right)\right).$$

Зависимость $p_{\gamma,\sigma}(\sigma_n, \gamma_n) = p(\sigma_n, \gamma_n) / p(\sigma_n \rightarrow 0, \gamma_n = 0)$ фактически характеризует изменение эффективности ввода по сравнению с нерассеивающим входным торцом, а $p_\gamma(\sigma_n, \gamma_n) = p(\sigma_n, \gamma_n) / p(\sigma_n, \gamma_n = 0)$ - изменение эффективности ввода от угла γ_n , т.е. угловую передаточную характеристику (УПХ) при рассеивающем торце. Для гауссовской УХВ зависимость $p_\gamma(\sigma_n, \gamma_n)$ удается получить в аналитическом виде:

$$p_\gamma(\sigma_n, \gamma_n) = \exp(-\gamma_n^2 / (1 + \sigma_n^2)). \quad (6.3.8)$$

Таким образом, при рассеянии света на входном торце (рис. 6.1) возбуждение волноводных мод, соответственно и ввод излучения в ВС, 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. 6.2 приведены зависимости эквивалентного нормированного апертурного угла ввода $\chi_u = \gamma_c^* / \gamma_c$ от полуширины ИР, полученные решением уравнения $p_\gamma(\sigma_n, \gamma_n) = u$, где u - уровень определения апертуры: $0 < u < 1$ (в п.6.3 величина u никак не связана с собственными числами волноводных мод, также обозначенных символами « u » в гл. 2 - 4). В случае $\sigma_n \gg 1$ имеется простое асимптотическое решение: $\chi_u = \sigma_n (-\ln u)^{1/2}$, которое может быть применено уже для значений $\sigma_n > 1.5$. Зависимость $\chi_u(\sigma_n)$ при $\sigma_n \gg 1$ является монотонно возрастающей, а для $\sigma_n < 1$ зависит от уровня определения апертуры u (функция $\chi(u)$ в п. 6.3 также никак не связана с угловым рассогласованием χ , введенным в п. 5.3).

Зависимости, приводимые на рис. 6.1, 6.2 можно рассматривать как частный случай зависимостей для более точной физической модели, описанной в гл. 5. Ступенчатая УПХ ввода является предельным случаем зависимостей (5.2.6), (5.2.11) при $\sigma_c = 0$. Типичные функции относительной эффективности ввода от угла ввода при различных параметрах аппроксимации (5.2.6), полученные численным методом, приведены на рис. 6.3. Зависимость 1 (рис. 6.3) иллюстрирует сходство ступенчатой УПХ и аппроксимации (5.2.6) при малых значениях σ_c по сравнению с γ_c . Вид УПХ при σ_c соизмеримых с γ_c при отсутствии рассеяния (или пренебрежимо малой величине полуширины ИР $\sigma_{sn} \ll 1$) на входном торце аналогичен зависимостям для ступенчатой УПХ при рассеянии на входном торце с

полушириной ИР, соизмеримой с γ_c . Из полученных данных (рис. 6.3, зависимости 3 и 7, 4 и 8) следует, что при полуширине ИР, соизмеримой с γ_c , вид УПХ при нерассеивающем входном торце не оказывает существенного влияния на относительную эффективность ввода.

С целью оценки влияния угловых характеристик ввода на зависимость $\chi(u)$, уравнение $p_\gamma(\sigma_n, \gamma_n) = u$ решалось для различных типов УПХ - ступенчатой, гауссовской, треугольной и трапециoidalной (рис. 6.4), т.е. наиболее характерных случаев полученной УПХ (5.2.6), (5.2.11). Для случая гауссовской УХВ решение получается в аналитическом виде:

$$\chi = (\gamma_c^2 + \sigma^2)^{1/2}, \quad (6.3.9)$$

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

Для любого из рассмотренных типов УПХ (рис.6.4) отличие значений $\chi(\sigma)$ от полученных по формуле (6.3.9) не превышает 10%...20%. Таким образом, практически для всех реальных типов волоконных световодов, при условии $P_d \gg P_n$, может с приемлемой точностью использоваться соотношение (6.3.9). Следует отметить, что значение $\chi_u(\sigma_n)$ для всех типов УПХ, кроме ступенчатой, при $\sigma_n \rightarrow 0$ зависит от уровня определения апертуры u . С расширением ИР зависимость $p_\gamma(\sigma_n, \gamma_n)$ в меньшей мере зависит от УХВ световода и больше - от параметров рассеивателя. Возможность аппроксимации $\chi(\sigma)$ для различных волоконных световодов с диффузно рассеивающим входным торцом функцией (6.3.9) позволяет применить это выражение и в более общем случае - для $k_n \neq 0$.

Рассмотрим изменение характеристик ввода излучения как функцию среднеквадратической 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 формулах (6.3.3, 6.3.4). 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_d , σ можно рассчитать угловые характеристики и изменение эффективности ввода как функцию R_h .

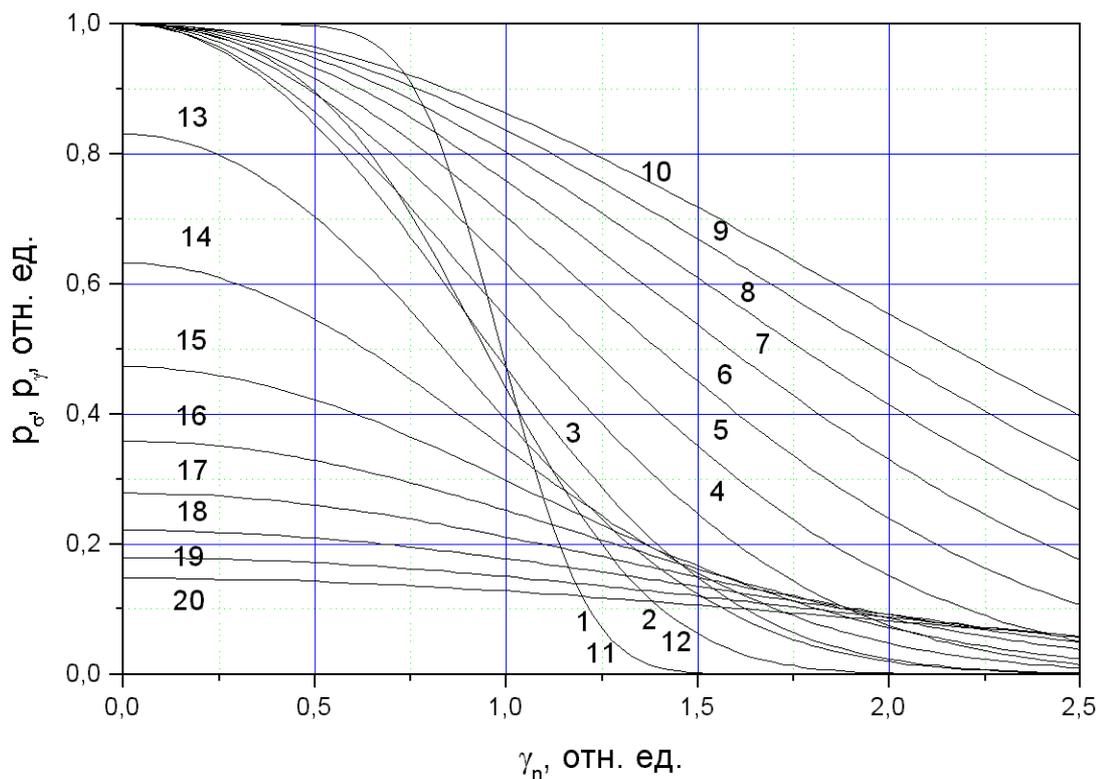


Рис 6.1. Изменение угловых передаточных характеристик $p_\gamma(\sigma_n, \gamma_n) = p(\sigma_n, \gamma_n) / p(\sigma_n, \gamma_n = 0)$ (зависимости 1-10) и изменение эффективности ввода по сравнению с нерассеивающим входным торцом $p_\sigma(\sigma_n, \gamma_n) = p(\sigma_n, \gamma_n = 0) / p(\sigma_n \rightarrow 0, \gamma_n = 0)$ (11-20) от относительного угла ввода излучения $\gamma_n = \gamma / \gamma_c$ для световода со ступенчатой УПХ: 1, 11- $\sigma_n = 0.25$, 2, 12- $\sigma_n = 0.5$, 3, 13 - $\sigma_n = 1, \dots$, 10, 20 - $\sigma_n = 2.5$. Зависимости 1, 11 и 2, 12 - совпадают.

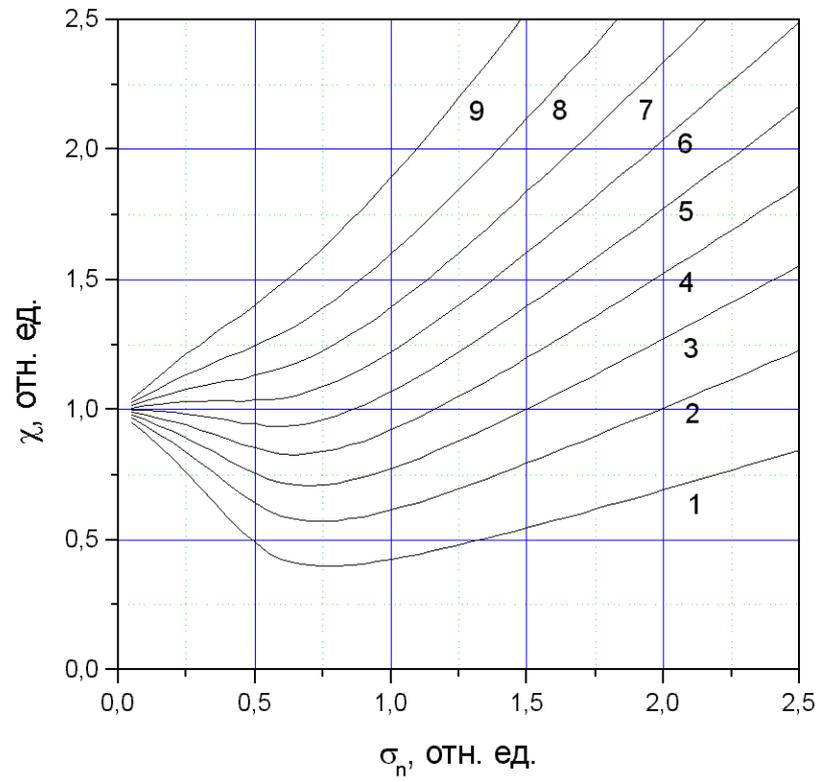


Рис 6.2. Зависимость нормированного эквивалентного апертурного угла χ_n от нормированной полуширины индикатрисы рассеяния σ_n для: 1 – уровня определения апертуры $u=0.9$, 2 – $u=0.8$, 3 – $u=0.7$, ..., 9 – $u=0.1$.

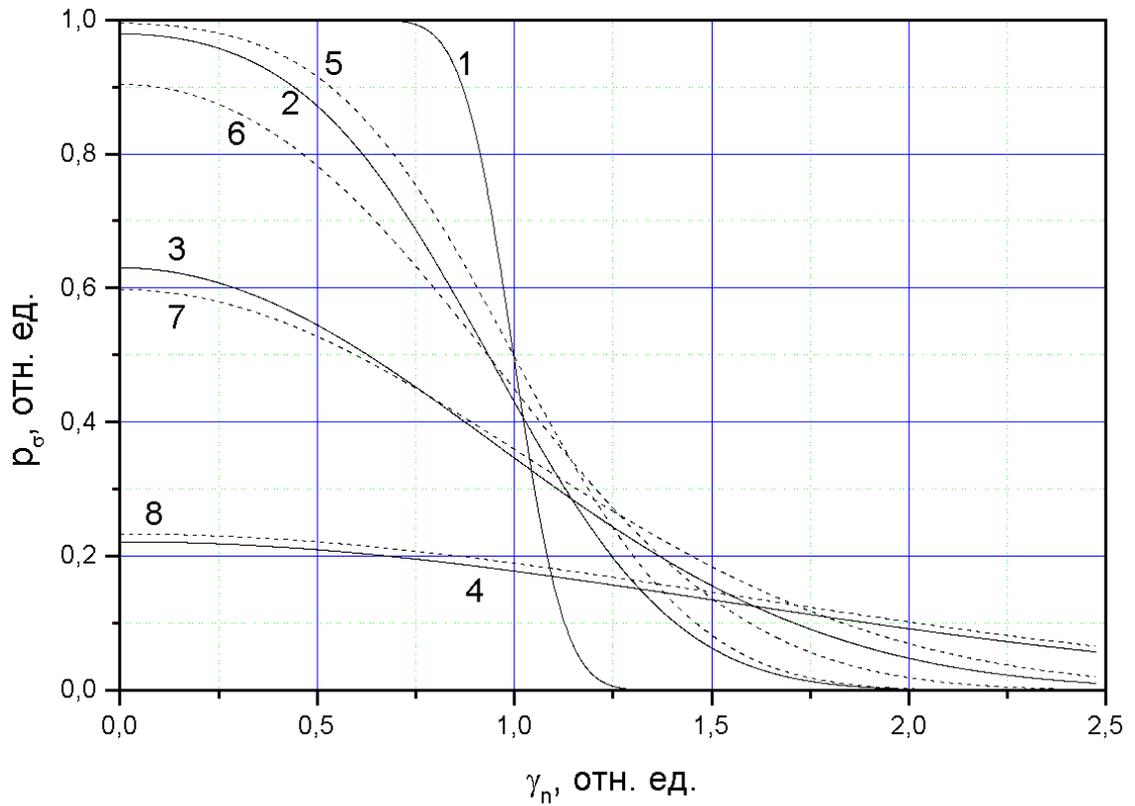


Рис. 6.3. Изменение эффективности ввода по сравнению с нерассеивающим входным торцом

$p_{\sigma}(\sigma_n, \gamma_n) = p(\sigma_n, \gamma_n = 0) / p(\sigma_n \rightarrow 0, \gamma_n = 0)$ от относительного угла ввода излучения $\gamma_n = \gamma / \gamma_c$ для УПХ, описываемой формулой (5.2.6): 1-4 – $\sigma_{cn} = 0.1$, 5-8 – $\sigma_{cn} = 0.5$, 1, 5 – $\sigma_n = 0.1$, 2, 6 – $\sigma_n = 0.5$, 3, 7 – $\sigma_n = 1.0$, 4, 8 – $\sigma_n = 2.0$.

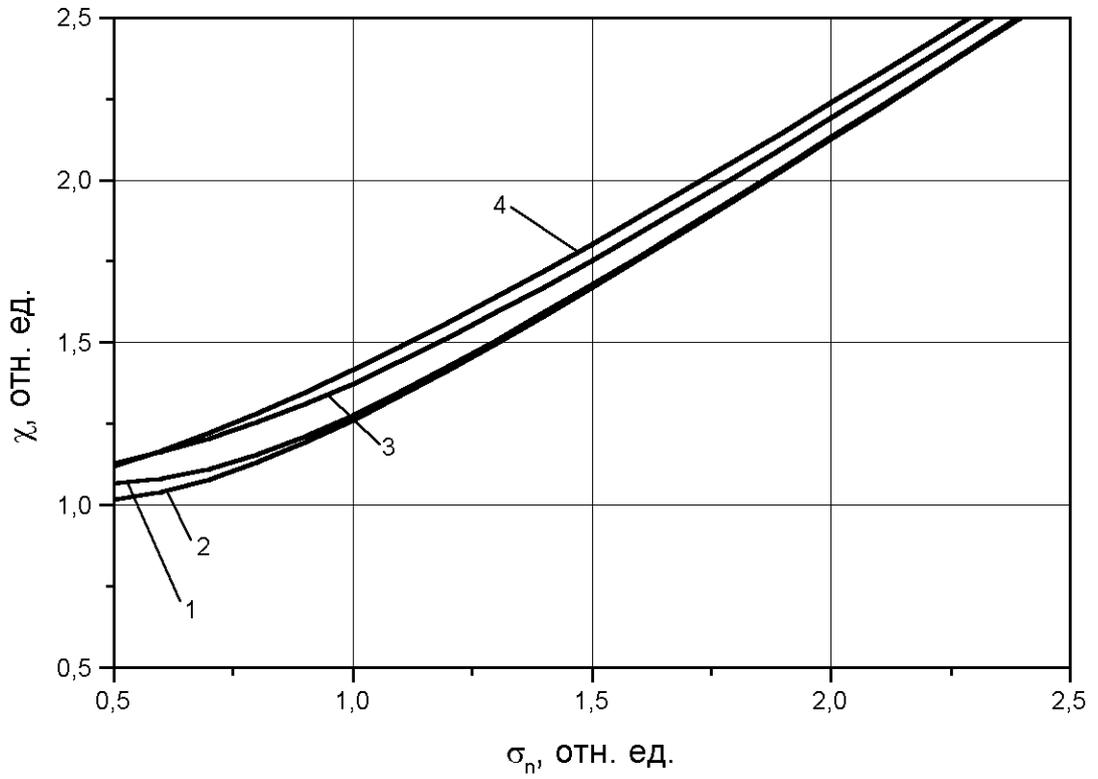


Рис 6.4. Зависимость эквивалентного апертурного угла χ от относительной полуширины индикатрисы рассеяния σ_n для волоконных световодов с различным видом угловых характеристик ввода: 1 – ступенчатой, 2 – трапециидальной, 3 – треугольной, 4 – гауссовской. Зависимость 4 совпадает с аппроксимацией $\chi_e = (\gamma_n^2 + \sigma_n^2)^{1/2}$.

Представляет интерес теоретическая зависимость изменения эффективности ввода $p_n(\gamma, R_h) = p(\gamma, R_h) / p(\gamma, R_h \rightarrow 0)$ для различной степени шероховатости поверхности. Определим зависимость изменения эффективности ввода $p_n(\gamma, R_h) = p(\gamma, R_h) / p(\gamma, R_h \rightarrow 0)$ от R_h , используя в качестве оценки величины направленной составляющей индикатрисы рассеяния k_n выражение [122-123]:

$$k_n(R_h) = \exp\left(-\frac{\mu R_h^2}{\lambda^2} \cos^2 \gamma\right) \quad (6.3.10),$$

где λ - длина волны, $\cos^2 \gamma \approx 1$, $\mu \approx \pi^2$ (для отраженной волны $\mu^{(r)} \approx 16\pi^2$). Для гауссовской УПХ световода из формул (6.3.3) и (6.3.10) можно получить аналитическое выражение для УХВ при шероховатом входном торце [38].

Расчет эквивалентного апертурного угла χ_u возможен лишь численным решением уравнения $p(\gamma, R_h) = u$. Примеры зависимостей $p(R_h)$ и $\chi(R_h)$ 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. 6.5. Вид зависимости $\chi(R_h)$ имеет три характерные участка. На первом участке ($R_h / \lambda < 0.1$) рассеяние сравнительно мало и не оказывает существенного влияния на величину эквивалентного апертурного угла ($\chi \approx 1$) 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 $p(R_h)$, $\chi(R_h)$ при $R_h / \lambda > 0.5$ определяется выражениями (6.3.6) и (6.3.9).

При сохранении соотношения $R_h / R_c \approx const$, где R_c - корреляционное расстояние шероховатости поверхности, полуширину индикатрисы рассеяния σ можно считать независимой от R_h - $\sigma(h) = const$ 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 [33]. Соответственно на участке $R_h / \lambda > 0.5$ функция $\chi(R_h)$ также будет несколько возрастать, а функция $p(R_h)$ - убывать, что и наблюдалось в [22].

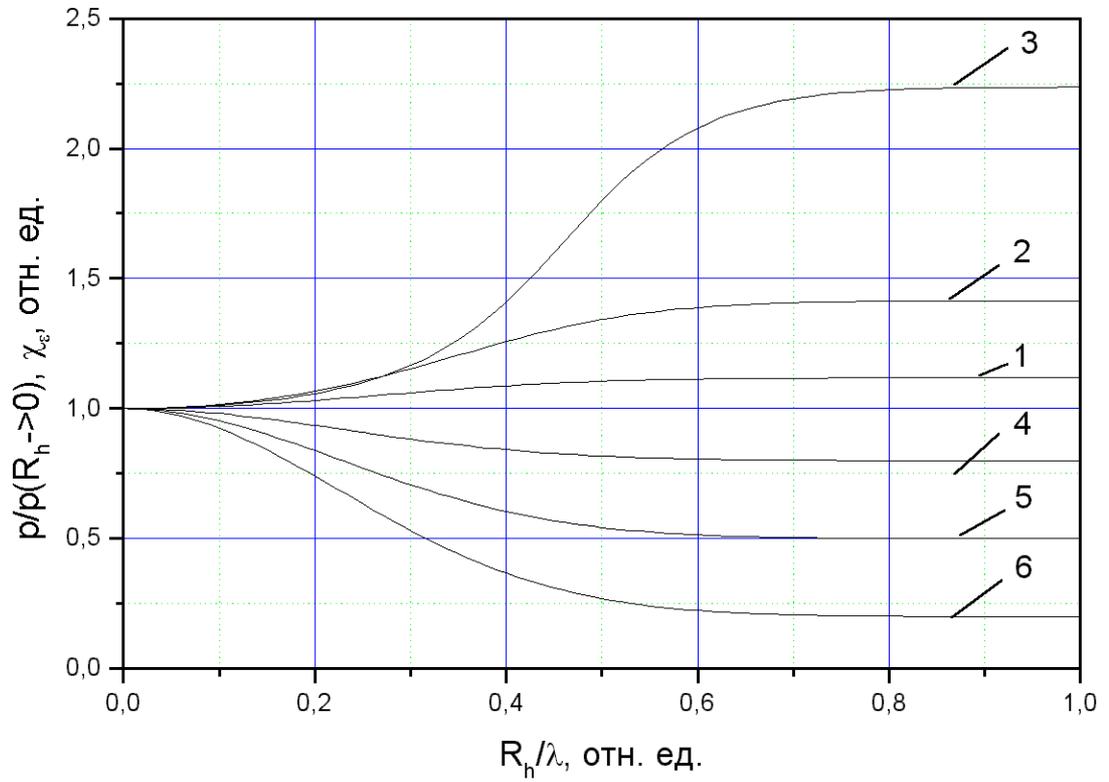


Рис 6.5. Относительная эффективность ввода $P / P(R_h \rightarrow 0)$ (зависимости 4-6) и эквивалентный апертурный угол χ_e (1-3) от относительной высоты шероховатости R_h / λ ;

$$1,4- \sigma_n = \gamma_c / 2, 2,5- \sigma_n = \gamma_c, 3,6- \sigma_n = 2\gamma_c.$$

Экспериментальное исследование характеристик ввода излучения в волоконные световоды с шероховатой входной торцевой поверхностью проводилось в диапазоне высот шероховатостей R_h 0.1 - 0.8 мкм. 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 [23,33,152]. Используя методику измерений угловых характеристик, описанную в п. 5.3, были получены зависимости эквивалентного апертурного $\chi_e(R_h)$ по уровню $1/e$, и эффективности ввода $p(R_h)$ для различных типов волоконных световодов на длине волны $\lambda=0,63$ мкм (рис 6.6, 6.7). Расчет зависимостей $\chi_e(R_h)$, $p(R_h)$ производился используя аналитическое выражение (6.3.10), в отличие от более ранних работ [152] в которых использовались экспериментально измеренные величины k_n , k_a . Зависимость $\sigma(R_h)$ задавалась в виде линейной функции $\sigma(R_h) = \alpha + \beta k_n$, коэффициенты α , β которой были получены аппроксимацией экспериментальных данных [22,33]: $\alpha \approx 3.7$, $\beta \approx 9.05$ (σ - в градусах, 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% и 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 ИР имеет место $k_a + k_n < 1$, о чем свидетельствует измерение коэффициента относительного пропускания k_s , описанное ниже. Измерения k_s производились на образцовых плоскопараллельных пластинках 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 (рис. 6.6), обусловлено, в основном, отражением от второй грани пластинки при углах падения больших критического $\tilde{\gamma}_i$ [39]. Оценка, выполненная с использованием формулы Бекмана [130-131] показывает, что мощность, рассеиваемая на углы $\tilde{\gamma}' > \tilde{\gamma}_i$ должна быть на 3-5 порядков ниже экспериментально измеренных значений. Указанное отличие, по всей вероятности, связано с негауссовской статистикой шероховатой поверхности стекол и эффектом подповерхностного рассеяния [150-151].

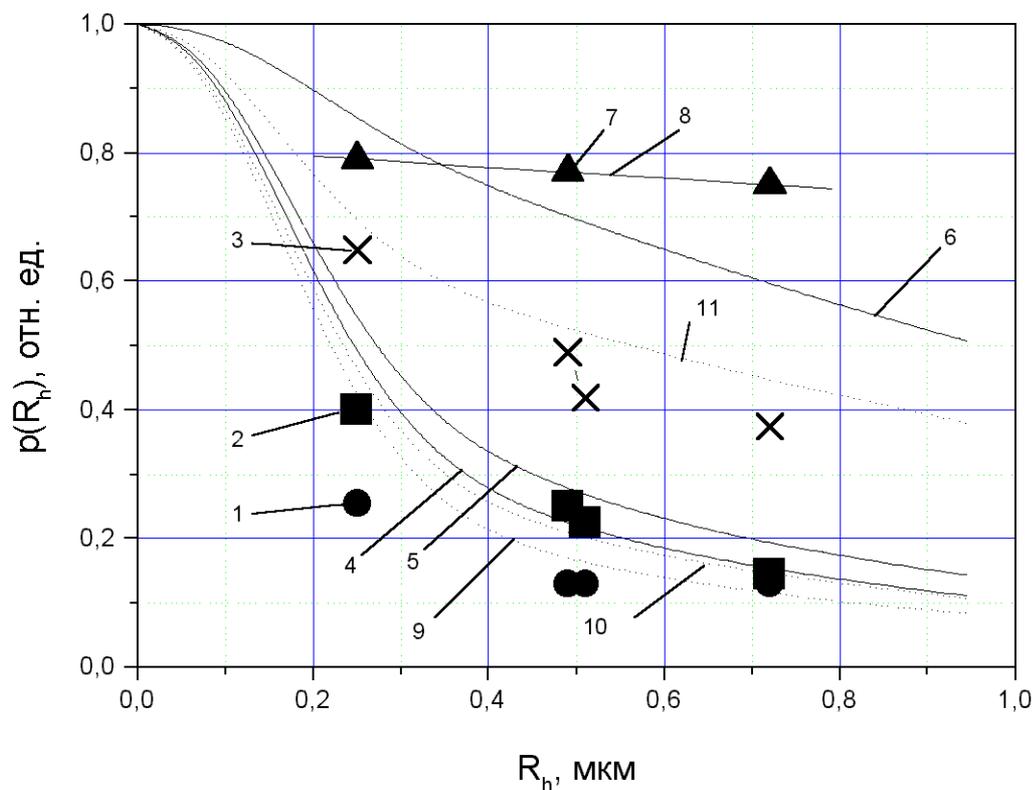


Рис 6.6. Изменение эффективности ввода как функция среднеквадратической высоты шероховатости R_h для различных волоконных световодов: 1-3 – эксперимент, 4-6 расчет с использованием формулы (6.3.6), 7 – экспериментально измеренные значения коэффициента k_s , 8- линейная аппроксимация k_s , 9-11- расчет с использованием (6.3.11). Зависимости 1,4,9 соответствует ВС со ступенчатым профилем показателя преломления, радиусом сердцевины $r_0=100\text{мкм}$ апертурным углом по уровню $1/e$ $\gamma_c=4.34^0$, 2,5,10 – градиентному ВС 50/125, $r_0=25\text{ мкм}$, $\gamma_c=5^0$, 3,6,11 – “кварц-полимер”, $r_0=100\text{ мкм}$, $\gamma_c=12.4^0$.

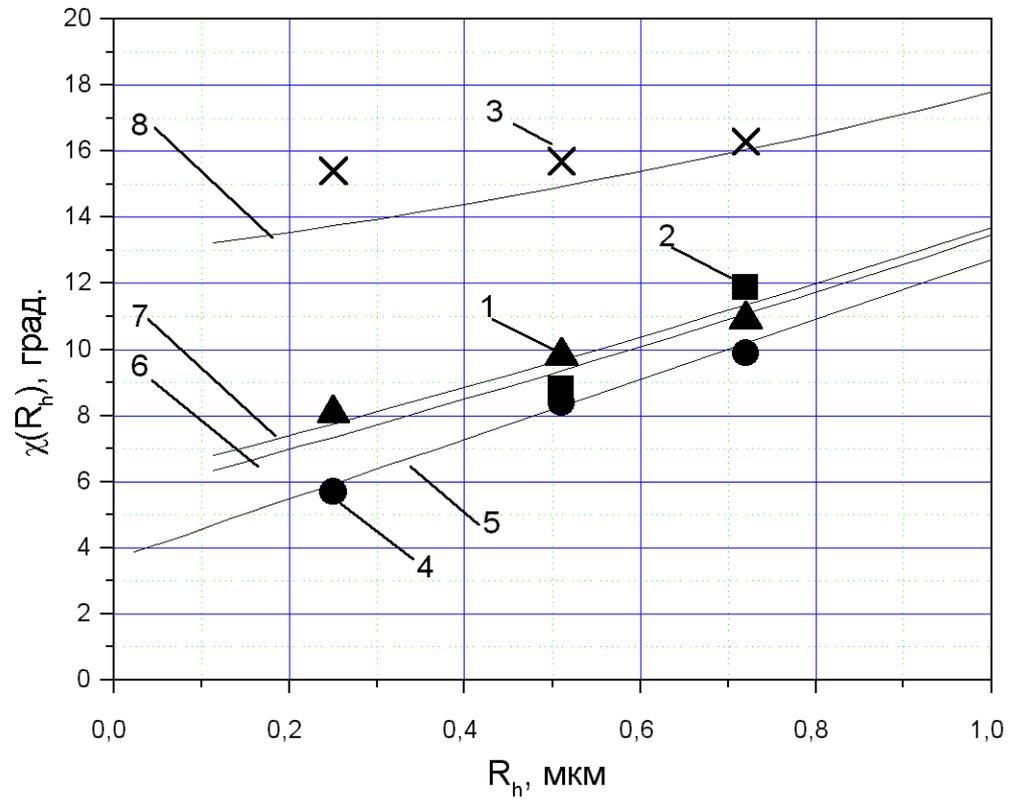


Рис 6.7. Эквивалентный апертурный угол χ_e от среднеквадратической высоты шероховатости R_h : 1-3 – экспериментальные данные, 4 – полуширина индикатрисы рассеяния по данным [11], 5- аппроксимация 4, 6-8 – расчет с использованием формулы (6.3.9). Зависимости 1,6 – для световода с $\gamma_c = 4.34^0$, 2,7 – для $\gamma_c = 5^0$, 3,8 – для $\gamma_c = 12.4^0$.

Соответственно формулу для расчета ЭВ при гауссовской УПХ можно уточнить, положив $k_a = k_s(1 - k_n)$, тогда:

$$p(R_h) = k_n(R_h) + \frac{(1 - k_n(R_h))k_s}{1 - \sigma^2 / \gamma_c^2}. \quad (6.3.11)$$

Приняв для всех рассматриваемых шероховатостей $k_s = 0.75$, и производя оценку $p(R_h)$ в соответствии с (6.3.11) можно получить лучшее совпадение с экспериментом (зависимости 9-11 на рис. 6.6). Расхождение при расчете $p(R_h)$ в данном случае составляет 13%, 6%, 7% соответственно.

В более точном приближении индикатрису рассеяния оптически неоднородной поверхности можно аппроксимировать суммой функций гаусса с различной полушириной и соответствующими весовыми коэффициентами k_i . Формулу Бекмана [130-131] при $\gamma = 0$ можно рассматривать как частный случай такой аппроксимации, полученной на основании теоретических представлений для гауссовой шероховатости поверхности. Разделение ИР на направленную и диффузную составляющие справедливо при $r_c \gg \lambda$, где r_c – корреляционное расстояние шероховатости поверхности [131], что фактически означает учет только двух слагаемых, в том числе нулевого порядка, в формуле Бекмана. При $r_c \approx \lambda$ точность приближения (6.3.3) снижается вследствие возрастания слагаемых высшего порядка. Более универсальной по сравнению с (6.3.3), но более простой для практического использования по сравнению с [131] является аппроксимация ИР в виде трех слагаемых:

$$f(\gamma, \varphi, \gamma', \varphi') = \sum_{i=1}^3 k_i \exp(-(\gamma^2 + (\gamma')^2 - \cos(\varphi - \varphi')\gamma\gamma') / \sigma_i^2) / (\pi\sigma_i^2) \quad (6.3.12)$$

Причем для коэффициентов k_i должно выполняться условие нормировки:

$$\sum k_i = 1 \quad (6.3.13)$$

Если задать $\sigma_1 \ll \gamma_c$, $\sigma_2 \approx \gamma_c$ и $\sigma_3 > \gamma_c$, то первое слагаемое при расчете эффективности ввода (ЭВ) и ДН можно рассматривать как δ – функцию в формуле (11), а третье – как рассеянный фон, слабо зависящий от угла рассеяния. Если $\sigma_3^2 \gg \sigma_2^2$ и $\gamma_c \ll \pi/2$, то доля мощности P_3 будет пренебрежимо мала по сравнению с $P_1 + P_2$. Поэтому этим слагаемым можно пренебречь. Однако, при этом коэффициент k_3 может быть соизмерим с k_1 и k_2 . Соответственно, k_3 необходимо учитывать при нормировке. Таким образом, даже при $r_c \leq \lambda$ формально можно использовать приближение (6.3.3), скорректировав коэффициент k_d . Аналогичным способом можно учесть негауссовский характер рассеяния на внутренних несовершенствах световода.

Итак, в п. 6.3 показано, что рассеяние на входном торце многомодового волоконного световода приводит как к уменьшению эффективности ввода излучения, так и изменению угловых передаточных характеристик, заключающемся в расширении углового диапазона ввода излучения. Независимо от типа ВС и его УПХ для оценки влияния рассеяния на входном торце можно использовать гауссовскую аппроксимацию диффузной составляющей индикатрисы рассеяния и аппроксимацию δ -функцией направленной составляющей ИР, что позволяет получить простые аналитические выражения для основных параметров вводимого излучения. В случае применения теоретических значений коэффициентов k_n , предполагающих гауссовскую модель рельефа шероховатой поверхности, необходимо ввести поправочный коэффициент k_s , учитывающий негуассовский вид реальной индикатрисы рассеяния. Для кварцевого стекла при стандартных условиях шлифования свободным абразивом в диапазоне среднеквадратических высот шероховатости 0.2 – 0.8 мкм величина k_s приближенно равна 0.75, соответственно, реальная эффективность ввода составляет 75% от расчетного значения.

6.4. Влияние шероховатости поверхности входного торца и диаграммы направленности источника излучения на эффективность ввода в волоконные световоды

Ранее, в п. 6.3, был рассмотрен случай ввода плоской электромагнитной волны в световоды с рассеивающей поверхностью входного торца. Но для большинства практических применений интерес представляет задача ввода в ВС излучения с широкой диаграммой направленности (ДН), как, например, излучения полупроводниковых лазеров или светодиодов. Основой для решения указанной задачи является теория, изложенная в п. 6.3. Формально, с математической точки зрения, учесть диаграмму направленности излучения источника $S(\gamma)$ можно интегрированием выражения (6.3.3) по углам ввода. Однако помимо допущений, указанных в п. 6.3 необходимо ввести еще одно ограничение: диаграмма направленности источника формируется в пространственной области, геометрические размеры которой меньше сердцевины ВС. Ввод излучения в ВС с нерассеивающим входным торцом довольно хорошо излучен, поэтому мощность вводимого излучения, обусловленная направленной составляющей ИР – P_n при данном рассмотрении интереса не представляет. Соответственно, будем рассматривать только составляющую P_d ,

полагаем рассеяние на входном торце ВС чисто диффузным: $k_n \ll 1$, $k_d \approx 1$. Тогда выражение (6.3.3) для вводимой мощности P_d можно представить в виде:

$$\frac{P_d}{P_0} = \frac{2k_d}{\sigma_n^2} \int_0^{\pi/\gamma_c} \int_0^{2\pi} S_n(\gamma_n, \varphi) \int_0^\infty T_n(\gamma_n') I_0\left(\frac{2\gamma_n \gamma_n'}{\sigma_n^2}\right) \exp\left(-\frac{\gamma_n^2 + (\gamma_n')^2}{\sigma_n^2}\right) \gamma_n' d\gamma_n' d\gamma_n d\varphi \quad (6.4.1)$$

где $S_n(\gamma, \varphi)$ - нормированная функция диаграммы направленности:

$$S_n(\gamma, \varphi) = S(\gamma, \varphi) / \left(\int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} S(\gamma, \varphi) \gamma d\gamma d\varphi \right) \quad (6.4.2)$$

Интегрирование (6.4.1) можно выполнять не только в нормированных единицах, но и градусах или радианах, однако для анализа получаемых результатов использование нормированных углов являются более наглядным. Рассмотрим простейшую модель: угловую передаточную характеристику ВС будем полагать ступенчатой (T_{ns}), индикатрису рассеяния – гауссовской, а диаграмму направленности вводимого излучения независимой от φ :

$$S_n(\gamma) = \begin{cases} 1/(\pi\sigma_s^2), & \gamma \leq \sigma_s \\ 0 & \gamma > \sigma_s \end{cases}, \quad (6.4.3)$$

где σ_s - полуширина ДН источника. Диаграммы направленности S_n , описываемая зависимостью (6.4.3) представляет собой конус с равномерной освещенностью. Нормировка (6.4.3) выбрана таким образом, что полная мощность P_0 не зависит от σ_s и всегда равна единице. Тогда (6.4.1) можно преобразовать к виду:

$$\frac{P_d}{P_0} = \frac{4}{\sigma_n^2 \gamma_c^2 \sigma_{nS}^2} \int_0^{\sigma_{nS}} \int_0^1 I_0\left(\frac{2\gamma_n \gamma_n'}{\sigma_n^2}\right) \exp\left(-\frac{\gamma_n^2 + (\gamma_n')^2}{\sigma_n^2}\right) \gamma_n' d\gamma_n' \gamma_n d\gamma_n \quad (6.4.4)$$

где $\sigma_{nS} = \sigma_s / \gamma_c$ - нормированная полуширина ДН. Рассматриваемая зависимость представляет определенный интерес, так как не только позволяет исследовать все основные закономерности при вводе излучения с широкой ДН в волоконные световоды с рассеивающим входным торцом, но может быть проверена экспериментально, так как диаграмму направленности вида (6.4.3) легко создать в лабораторных условиях. Проанализируем зависимости, получаемые из (6.4.4) при различных параметрах ИР и ДН. Для этих целей произведем численное интегрирование (6.4.4) для наиболее характерных случаев. Пример полученных зависимостей как функций нормированной полуширины ДН приведен на рис. 6.8. Выражение $P_d(\sigma_{nS})/P_0$ представляет собой долю мощности вводимого излучения как функции от σ_{nS} . Условие $P_d(\sigma_{nS})/P_0 = 1$ соответствует полной

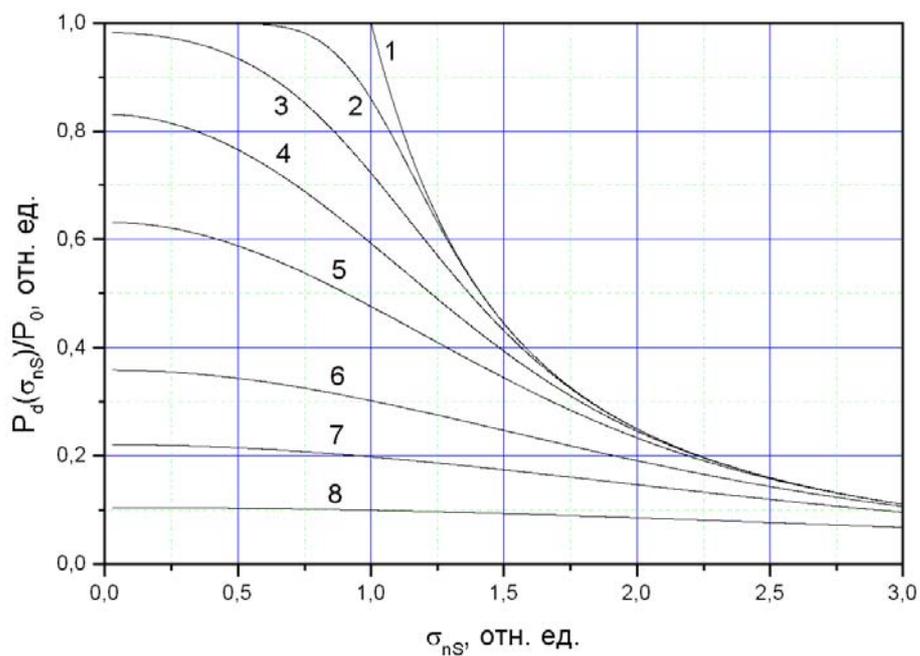


Рис. 6.8. Эффективность ввода как функция нормированной полуширины ДН источника излучения при различной нормированной полуширине ИР: 1 - $\sigma_n \rightarrow 0$, 2 - $\sigma_n = 0.25$, 3 - 0.5, 4 - 0.75, 5 - 1.0, 6 - 1.5, 7 - 2.0, 8 - 3.0.

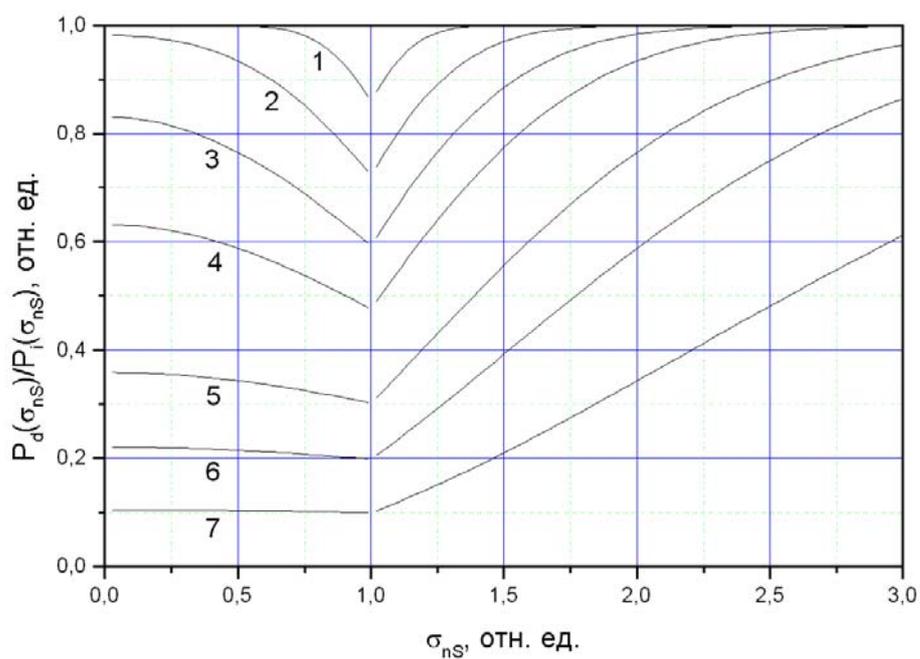


Рис. 6.9. Относительная эффективность ввода как функция нормированной полуширины ДН источника излучения при различной нормированной полуширине ИР: 1 - $\sigma_n = 0.25$, 2 - 0.5, 3 - 0.75, 4 - 1.0, 5 - 1.5, 6 - 2.0, 7 - 3.0.

передаче мощности падающей волны волноводным модам световода. Отношение $P_d(\sigma_{nS})/P_0$ совпадает с $P_d(\sigma_{nS})/P_i(\sigma_{nS})_{\max}$ - отношением вводимой мощности к максимальному значению вводимой мощности при нерассеивающем входном торце ($\sigma_{nS} \rightarrow 0$). Зависимости $P_d(\sigma_{nS})/P_0$, приводимые на рис. 6.8 имеют простое физическое объяснение. При $\sigma_S \ll \gamma_c$ и $\sigma \ll \gamma_c$ (в нормированных единицах - $\sigma_{nS} \ll 1$ и $\sigma_n \ll 1$) практически все рассеянное излучение захватывается волноводными модами («захватывается угловой апертурой световода»), соответственно эффективность ввода (ЭВ) высокая - $P_d(\sigma_{nS})/P_0 \approx 1$. Если полуширина ДН больше апертурного угла ($\sigma_S > \gamma_c$), то часть излучения не вводится в ВС даже при нерассеивающем входном торце. При $\sigma_S \gg \gamma_c$ эффективность ввода всегда низкая. При $\sigma \approx \gamma_c$, а тем более при $\sigma > \gamma_c$ ЭВ низкая даже для $\sigma_S \rightarrow 0$, т.к. часть излучения рассеивается на углы больше апертурного. Случай $\sigma_S \rightarrow 0$ соответствует вводу плоской электромагнитной волны в ВС с рассеивающим входным торцом, рассмотренному ранее. При $\sigma \rightarrow 0$, т.е. фактически при отсутствии рассеяния, изменение ЭВ от полуширины ДН можно описать функцией:

$$P_d(\sigma_{nS})/P_0 = \begin{cases} 1 & \sigma_{nS} \leq 1 \\ 1/\sigma_{nS}^2 & \sigma_{nS} > 1 \end{cases} \quad (6.4.5)$$

На практике большой интерес представляет определение влияния степени шероховатости (или оптической неоднородности) на эффективность ввода, т.е. на сколько изменится ЭВ при рассеянии на входном торце по сравнению с вводом через нерассеивающий торец. Для рассматриваемой модели это – зависимость относительной ЭВ как функция полуширины ДН ($P_d(\sigma_{nS})/P_i(\sigma_{nS})$). Расчет зависимостей $P_d(\sigma_{nS})/P_i(\sigma_{nS})$, выполненный численным интегрированием (6.4.4), приведен на рис. 6.9. Из графиков следует, что зависимости $P_d(\sigma_{nS})/P_i(\sigma_{nS})$ имеют минимум при $\sigma_{nS} = 1$, т.е. при равенстве апертурного угла световода и полуширины диаграммы направленности источника излучения. Это явление имеет простую физическую интерпретацию. При увеличении σ_{nS} от 0 до 1 увеличивается доля рассеянного излучения, не захватываемого угловой апертурой ВС, а при $\sigma_{nS} > 1$ начинается частичная компенсация потерь за счет рассеянного излучения с $\gamma_n > 1$, ранее не попадавшего в угловую апертуру. При $\sigma_{nS} \gg \sigma_n$ теоретически должна происходить полная компенсация доли мощности рассеянной с $\gamma_n < 1$, не попадающих в угловую апертуру ВС, мощностью рассеянных волн с $\gamma_n > 1$, ранее не попадавших в угловую апертуру. Поэтому, если источник излучения имеет полуширину ДН больше апертурного

угла ВС, для сохранения высокой относительной эффективности ввода при рассеянии на входном торце достаточно выполнения условия $\sigma_s \gg \sigma$ и $k_d \approx 1$.

Вследствие конверсии волноводных мод при распространении по световоду, как показано в п. 5.2- 5.3, угловая передаточная функция ВС может существенно отличаться от ступенчатой (5.1.1), что приводит к исчезновению явно выраженного минимума зависимости $P_d(\sigma_{nS})/P_i(\sigma_{nS})$. Однако все остальные закономерности, описанные выше, остаются. Выполненные экспериментальные исследования, результаты которых представлены в [33,152] находятся в хорошем соответствии с вышеизложенными теоретическими представлениями.

6.5. Влияние шероховатости поверхности торцов световода на модовый состав и диаграммы направленности излучения

Характеристики волоконных световодов, такие как потери, полоса пропускания, чувствительность к микроизгибам и другие, в значительной степени зависят от модового состава. Как показано в гл. 3, наиболее сильно от модового состава зависят поляризационные характеристики ВС. Если при распространении излучения не достигается равновесное модовое состояние, то угловая зависимость интенсивности выходящего излучения, т.е. диаграмма направленности, будет зависеть от возбуждаемого модового состава, соответственно и от условий ввода. Рассеяние излучения на оптически неоднородном входном торце световода приводит к существенному изменению модового состава, а на выходном торце – к изменению диаграммы направленности. Оценке такого влияния и посвящен п. 6.5.

Ранее, в п. 6.1, 6.3 были получены формулы, позволяющие оценить изменение эффективности ввода при рассеянии на поверхности входного торца ВС. Выражение (6.3.3) может быть применено и к отдельным волноводным модам. Если не учитывать конверсию волноводных мод при распространении излучения по ВС, то можно формально заменить угловую передаточную функцию $T(\gamma)$ на квадрат коэффициента возбуждения заданной моды как функции γ . Все закономерности, указанные в п. 6.3, будут справедливы и для случая возбуждения отдельных волноводных мод. Подробное рассмотрение таких закономерностей дано в [152]. Однако для многомодовых ВС со ступенчатым ППП рассмотрение передаточных характеристик отдельных волноводных мод не представляет практической ценности, так как вследствие конверсии энергии мод при распространении

излучения, модовое распределение на выходном торце ВС существенно отличается от возбуждаемого распределения. В [62] показано, что изменение углового распределения может происходить даже при однократном отражении введенного в ВС луча от раздела сред «сердцевина-оболочка», т.е. еще до возникновения стоячих волн, называемых модами. В виду сложности описания взаимодействия мод, выполнить теоретический расчет передаточных характеристик отдельных мод и модовых групп реальных ВС, как правило, не удается. Поэтому целесообразно использовать экспериментально определяемую угловую передаточную функцию $\mathfrak{Z}(\gamma, \theta)$, зависящую от угла ввода γ и угла выхода θ . В частном случае, для ВС со ступенчатым ППП, зависимость $\mathfrak{Z}(\gamma, \varphi)$ будет характеризовать передаточную функцию для модовых групп с индексами l, s , имеющих угол выхода θ . Для градиентных ВС не существует однозначной связи между углом выхода и модовой группой, но подход, представленный ниже, также является корректным. Следует отметить, что сам термин «угол выхода» для излучения волноводных мод градиентного ВС, в частности, параболического, неприменим. Простейшей аппроксимацией $\mathfrak{Z}(\gamma, \varphi)$, обоснованной с физической точки зрения, как показано выше, может служить распределение Релея-Райса. Используя формулу (6.3.4) для распределения $I(\theta)$ при различных углах ввода γ , получаем:

$$I(\theta) \propto \frac{k_n T(\gamma)}{\pi \sigma_F^2} R(\gamma, \theta, \sigma_F) + \frac{k_d}{\pi \sigma_S^2} \int_0^\infty \frac{T(\gamma')}{\sigma_F^2(\gamma')} R(\gamma, \gamma', \sigma_S) R(\gamma', \theta, \sigma_F) \gamma' d\gamma' \quad (6.5.1)$$

Аналогичное выражение справедливо и для случая рассеяния на шероховатой поверхности выходного торца:

$$I(\theta) \propto \frac{k_n T(\gamma)}{\pi \sigma_F^2} R(\gamma, \theta, \sigma_F) + \frac{k_d T(\gamma)}{\pi \sigma_S^2 \sigma_F^2} \int_0^\infty R(\gamma, \theta', \sigma_F) R(\theta', \theta, \sigma_S) \theta' d\theta' \quad (6.5.2)$$

где θ - осевой угол рассеяния. Выражения (6.5.1), (6.5.2) соответствуют единичной мощности P_0 , поэтому пропорции (6.5.1), (6.5.2) могут быть представлены в виде равенств, домножением правых частей выражений на величину P_0 . При диффузном рассеянии $k_n \rightarrow 0$ и искомая функция ДН определяется в виде свертки двух функций распределений Релея-Райса, обусловленных внутренним и поверхностным рассеянием. Если полагать $T(\gamma) = I$, что возможно при $\gamma_c \gg \sigma_S$, $\sigma_F(\gamma) = const$ и в предположении отсутствия оптических потерь в ВС, то выражения (6.5.1), (6.5.2) можно представить в виде:

$$I(\theta) \propto \frac{k_n}{\pi \sigma_F^2} R(\gamma, \theta, \sigma_F) + \frac{k_d}{\pi \sigma_A^2} R(\gamma, \theta, \sigma_A) \quad (6.5.3)$$

где $\sigma_A = (\sigma_S^2 + \sigma_F^2)^{1/2}$. В этом приближении рассеяние на шероховатой поверхности входного и выходного торцов одинаково влияет на диаграмму направленности излучения.

Примеры расчетных зависимостей $I(\theta)/I_{max}$ для параметров σ_F , γ_c , σ_S характерных реальным световодам с шероховатой входной поверхностью, приведены на рис. 6.10. Для расчета использовалась формула (6.3.10) [130-131, 33]. Как следует из результатов расчета и из общих соображений, при $R_\sigma \rightarrow 0$ имеет место $k_n \rightarrow 0$, соответственно, зависимость $I(\theta)$ соответствует исходному распределению Релея-Райса с полушириной σ_F . При $R_\sigma/\lambda > 1$ имеет место $P_n \ll P_d$, поэтому распределение выходящего излучения имеет полуширину σ_A . При $0 < R_\sigma < \lambda$ зависимость $I(\theta)$ является промежуточным случаем между двумя ранее рассмотренными случаями.

Однако для реальных ВС при более точном рассмотрении одинаковая шероховатость поверхности на входном и выходном торцах создают хотя и похожие, но отличающиеся распределения $I(\theta)$. Принципиальное отличие формул (6.5.1) и (6.5.2) заключается в множителе $T(\gamma')/\sigma_F^2(\gamma')$ под интегралом (6.5.1). Множитель $T(\gamma')$ фактически ограничивает угол ввода величиной апертурного угла, соответственно, излучение, рассеянное на углы существенно больше апертурного практически не влияет на диаграмму направленности на выходе, а при рассеянии на выходном торце ВС такого ограничения нет и теоретически, излучение может рассеиваться в пределах $0^\circ - 90^\circ$. Зависимость σ_F от γ' влияет на нормировку распределений и приводит к тому, что кольцевые структуры при селективном возбуждении мод ВС с рассеивающим входным и выходным торцом будут отличаться даже в случае $T_n(\gamma) = const$.

Экспериментальные исследования влияния шероховатости поверхности входного торца на модовый состав проводились на установке для измерения угловых характеристик волоконных световодов (п. 5.3), которая позволяла изменять угол ввода излучения и производить необходимые юстировки. В качестве источника излучения использовался $He - Ne$ лазер с длиной волны излучения $\lambda = 0.6328$ мкм. Распределение интенсивности выходящего из ВС излучения регистрировалось матричной телевизионной камерой. Обработкой видеоизображений были получены зависимости $I(\theta)$ и значения ширины распределений выходящего излучения $\Delta\theta(\gamma)$. Различные степени шероховатости поверхности входного торца были получены при стандартных условиях шлифования свободным абразивом различной зернистости, что позволило не измерять параметры шероховатости непосредственно на торце световода, а вследствие стабильности результатов [154-155, 26], использовать полученные для кварцевого стекла величины [23,33]. Результаты измерений для ВС со ступенчатым профилем показателя преломления с диаметром сердцевины $d_0 = 100$

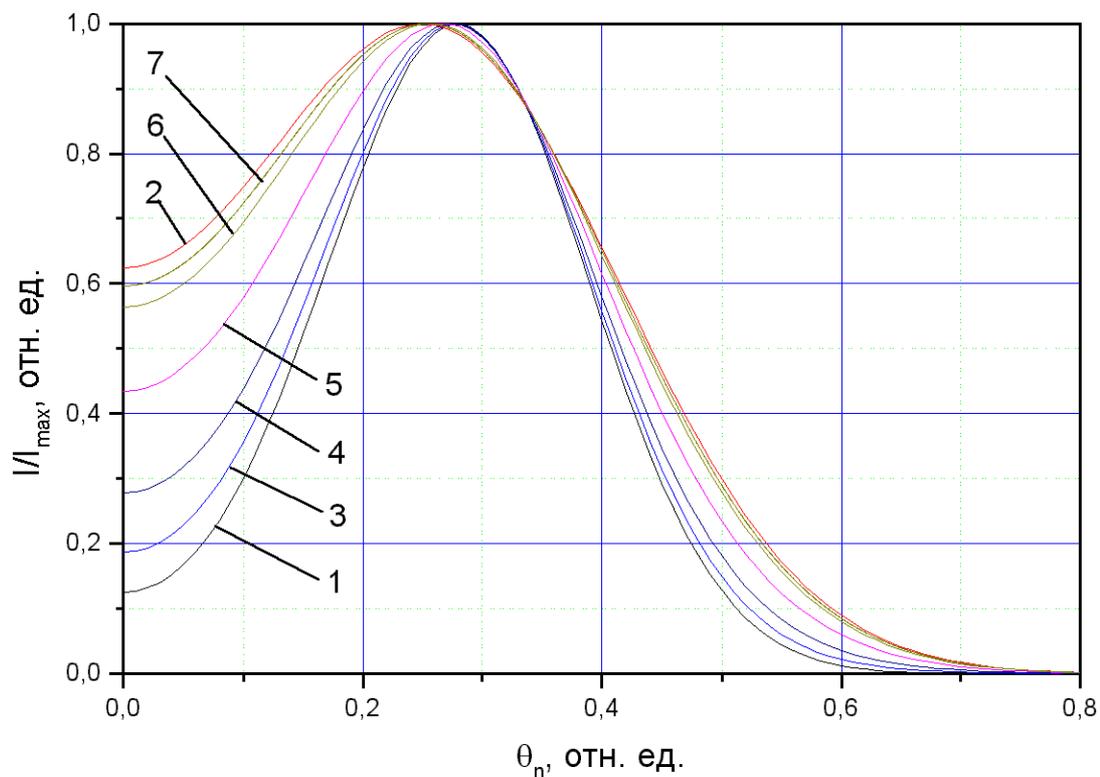


Рис. 6.10. Теоретические нормированные распределения интенсивности выходящего излучения при шероховатом входном торце световода при $\gamma_n=0.3$, $\sigma_F/\gamma_c=\sigma_S/\gamma_c=0.15$: 1– распределение при нерассеивающем входном торце ($k_d=0$), 2 – распределение при исключительно диффузном рассеянии ($k_d=1$, $k_n=0$), 3-7 – распределения при различных относительных высотах шероховатости R_σ/λ : 3 – 0.5, 4 – 0.6, 5 – 0.7, 6 – 0.8, 7 – 0.85.

мкм при различной высоте шероховатости входного торца R_a приведены на рис. 6.11 – 6.14. Полированную поверхность торца ВС условно можно считать нерассеивающей: $k_n = 1$, $k_d = 0$. При $R_a = 0.15$ мкм коэффициент k_n приближенно равен 0.4, поэтому для данного световода, мощности, передаваемые волноводным модам направленной и диффузной составляющей ИР имеют соизмеримые величины. Как видно из графиков, при нерассеивающей поверхности входного торца (рис. 6.11) и при $R_a = 0.15$ мкм имеет место селективное возбуждение модовых групп, причем контраст кольцевой структуры выходящего излучения на рис. 6.11, естественно, выше. При $R_a = 0.21$ мкм ($k_n \approx 0.16$), независимо от угла ввода излучения γ , возбуждались все волноводные моды, однако наблюдалось изменение соотношения мощностей различных мод при изменении угла ввода γ . В случае $R_a = 0.55$ мкм ($R_a \approx \lambda$, оценочное значение $k_n \approx 3 \cdot 10^{-6}$), когда направленная составляющая ИР была пренебрежимо мала, а полуширина ИР $\Delta\theta(\gamma)$ была сопоставима с апертурным углом световода γ_c , модовый состав излучения ВС практически, не изменялся от угла ввода γ .

Аналогичные результаты, подтверждали описанные выше закономерности, были получены также и на других волоконных световодах со ступенчатым ППП. Так, например, при высоте шероховатости торца $R_\sigma = 0.19$ мкм для ВС с $d_0 = 440$ мкм и $d_0 = 500$ мкм изменение контраста кольцевой структуры выходящего излучения соответствовали теоретической оценке с точностью 15% -20%.

Наиболее сложным для расчета является случай использования светорассеивающего лака на торцевых поверхностях световода, так как даже при тонком слое (>5 мкм) такой рассеиватель нельзя считать тонким фазовым экраном. Экспериментальные исследования проводились с использованием лака АК5192 [156]. Толщины нанесенного слоя h_l составляла приближенно 30 мкм. Индикатрисы рассеяния светорассеивающего лака измерялись на стеклянных пластинках с такой же толщиной нанесенного слоя. Полуширина полученных ИР при аппроксимации функцией гаусса составляла $5^\circ - 7^\circ$. Такая аппроксимация занижала значение интенсивности в диапазоне углов $0^\circ - 1^\circ$ приближенно на 20% и более чем в 2 раза – при углах более 10° . Однако вследствие малых значений $I_n(\theta > 10^\circ)$ по отношению к максимальному значению I_{max} , ошибка аппроксимации составляла 5% - 10%. Примеры экспериментальных и расчетных зависимостей $I(\theta)/I_{max}$ на длине волны 0.6328 мкм для ВС с $d_0 = 440$ мкм с рассеивающей входной или выходной поверхностью приведены на рис. 6.15.

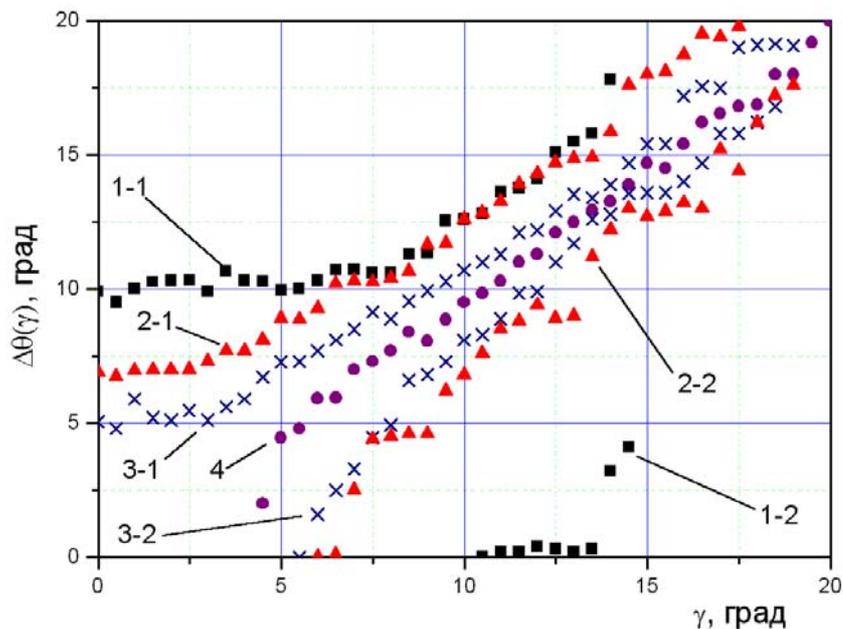


Рис. 6.11. Полуширина распределения интенсивности выходящего излучения при $R_a \ll \lambda$:

1-1, 1-2 по уровню 0,2; 2-1, 2-2 - 0,5; 3-1, 3-2 – 0,8; 4 – угловое положение максимума распределения интенсивности; 1-1, 2-1, 3-1 – полуширина по внешней стороне кольца, 1-2, 2-2, 3-2 – по внутренней.

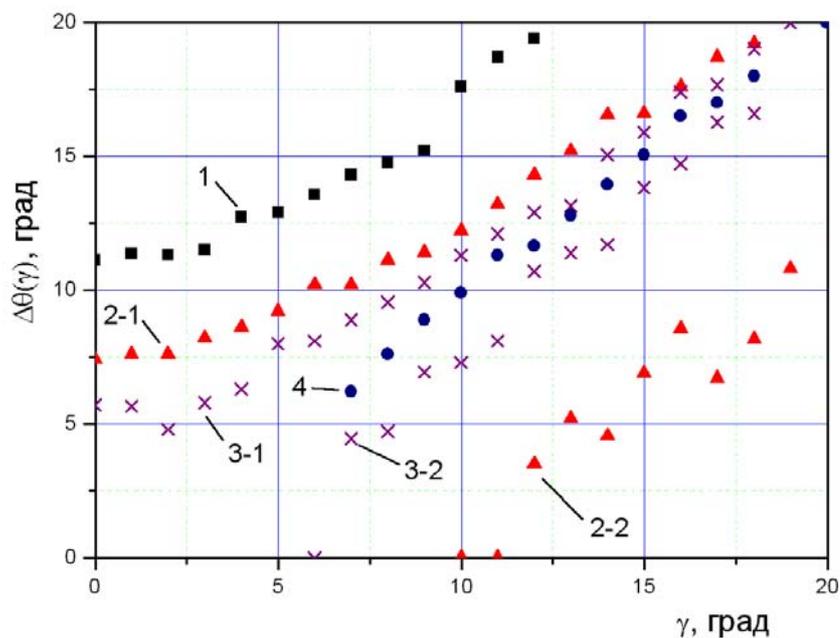


Рис. 6.12. Полуширина распределения интенсивности выходящего излучения при $R_a = 0,15$

мкм: 1 - по уровню 0,2; 2-1, 2-2 - 0,5; 3-1, 3-2 – 0,8; 4 – угловое положение максимума распределения интенсивности; 2-1, 3-1 – полуширина по внешней стороне кольца, 2-2, 3-2 – по внутренней.

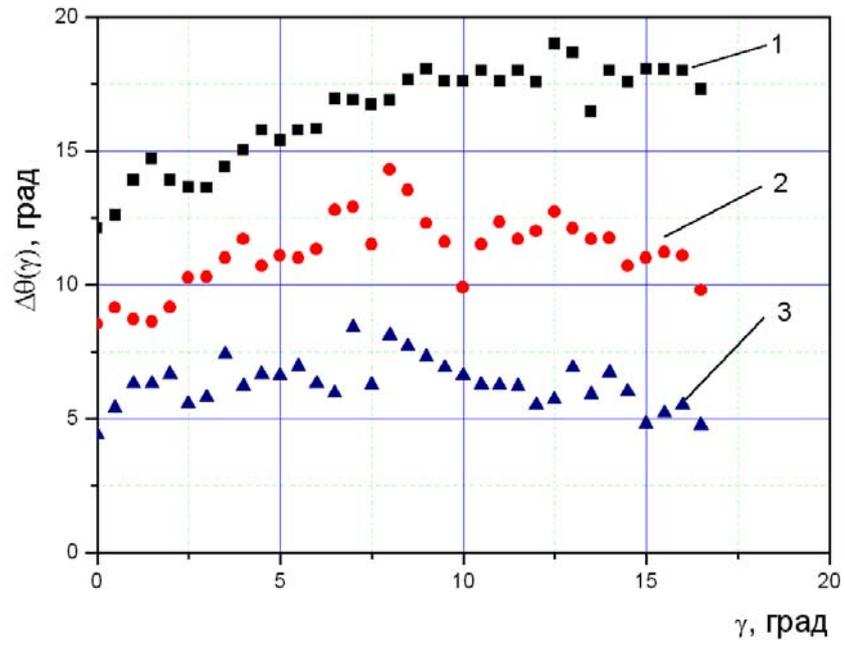


Рис. 6.13. Полуширина распределения интенсивности выходящего излучения при $R_a = 0,21$
мкм: 1 - по уровню 0,2; 2 - 0,5; 3 - 0,8.

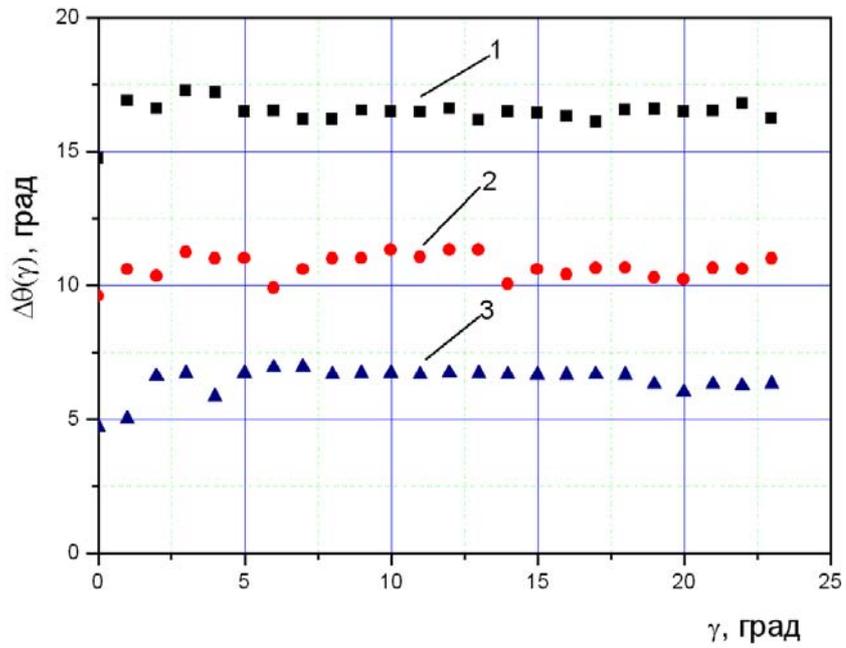


Рис. 6.14. Полуширина распределения интенсивности выходящего излучения при $R_a = 0,55$
мкм: 1 - по уровню 0,2; 2 - 0,5; 3 - 0,8.

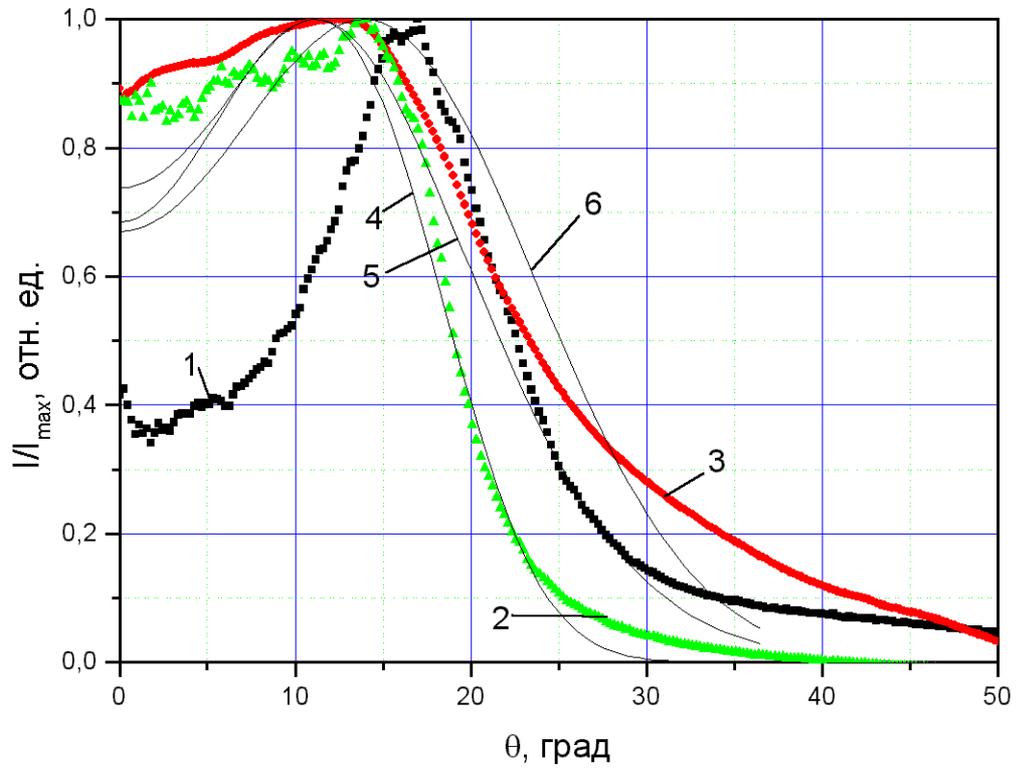


Рис. 6.15. Нормированные распределения интенсивности выходящего излучения для ВС с $d_0=440$ мкм, $L=2$ м: 1 – при нерассеивающих торцах (эксперимент), 2, 4, 5 – диффузно рассеивающий входной торец, 3, 6 – диффузно рассеивающий выходной торец, 2, 3 – эксперимент, 4 – 6 расчет, 4 – при $\sigma_s=5^\circ$, 5-6 – при $\sigma_s=6^\circ$.

В связи с тем, что максимальное значение интенсивности I_{max} снижается при увеличении угла ввода, нормированное значение рассеянного фона $I(\theta = 0)/I_{max}$ при этом возрастает. Для расчетов использовались формулы (6.5.1), (6.5.2) и (6.5.3) и аппроксимация:

$$\sigma_F(\gamma) = \sigma_0(1 + \nu \exp(-\gamma^2 / \sigma_v^2)) \quad (6.5.4)$$

где σ_0 , σ_v , ν - экспериментально определяемые параметры, полагая для данного ВС $\sigma_0=20^0$, $\sigma_v=27^0$, $\nu=-0.685$. Сопоставляя полученные данные, можно заключить, что для рассмотренного примера расчетные зависимости правильно описывают основные закономерности, в частности, исчезновение кольцевой структуры распределения $I(\theta)$. Существенные отличия расчетных и измеренных зависимостей наблюдаются только при $\theta > \gamma_e$, что связано с неточной аппроксимацией индикатрис при углах рассеяния более 10^0 . Точность расчетов может быть существенно увеличена за счет использования аппроксимации (6.3.15), однако это усложняет расчеты, а для практических целей, в большинстве случаев, не требуется.

Независимость модового состава от условий ввода при рассеянии на входном торце можно использовать для стандартизации измерений параметров волоконных световодов. Ввод излучения через торцевой рассеиватель, по сути, аналогичен вводу излучения от источника с широкой диаграммой направленности, обеспечивающей стандарт равномерного возбуждения мод. Однако рассеиватель, созданный непосредственно на торце световода, в отличие от внешнего рассеивателя, может использоваться для когерентного излучения. Это наиболее актуально для коротких отрезков световодов, в которых равновесное модовое распределение не устанавливается. Поэтому вопрос создания равномерного возбуждения волноводных мод для стандартизации измерений параметров световодов рассмотрен отдельно в п. 6.6.

Расширение УПХ ввода, а также слабая зависимость возбуждаемого модового состава от условий ввода при диффузно рассеивающем входном торце ВС может использоваться для некоторых практических применений. Помимо стандартизации измерений параметров световодов, рассмотренной ниже в п. 6.6, торцевой рассеиватель может быть применен для снижения влияния изменения ДН источника излучения на параметры выходящего из ВС излучения – на модовый состав и полную мощность излучения. Сущность эффекта заключается в следующем. Если источник излучает постоянную оптическую мощность P_s , а диаграмма направленности источника по каким-либо причинам изменяется, то изменяется и мощность выходящего из ВС излучения. Если ВС используется для доставки излучения к измерительному прибору, то данный эффект вносит дополнительную ошибку измерений.

Если мощность источника излучения зависит от времени $P_s(t)$, то указанный эффект приводит к искажениям регистрируемой зависимости $P_s(t)$. Одним из случаев такого влияния является эффект возникновения нелинейных искажений сигнала при вводе в ВС излучения полупроводниковых лазеров с ДН, изменяющейся от тока накачки I . Подробно указанный эффект был рассмотрен в более ранних работах [20, 21, 152]. Были получены аналитические выражения для мощности вводимого в ВС излучения P_v при эллиптической диаграмме направленности ППЛ. При простейшей аппроксимации ДН функцией вида:

$$p(x, y) = \frac{P_0}{\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma_x^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{\sigma_y^2}\right), \quad (6.5.5)$$

где σ_x, σ_y - полуширина ДН по осям координат x, y , расчет P_v можно выполнить по приведенным ниже формулам [21, 152]. При $\sigma_x \gg \gamma_c$ и $\sigma_y \gg \gamma_c$ (на практике – при $\gamma_c / \sigma_{x,y} < 10^{-1}$):

$$P_v = P_0\gamma_c^2 / (\sigma_x\sigma_y). \quad (6.5.6)$$

При $\sigma_x \approx \sigma_y$ [21, 152]:

$$P_v = \frac{2P_0\sigma_x\sigma_y}{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{\gamma_c^2}{2} \left(\frac{1}{\sigma_x^2} + \frac{1}{\sigma_y^2}\right)\right)\right), \quad (6.5.7)$$

а для несимметричных ДН излучения с $\sigma_x \gg \sigma_y$ или $\sigma_y \gg \sigma_x$ целесообразно использовать выражение [21, 152]:

$$P_v = \frac{P_0\gamma_c^2\sigma_x\sigma_y}{\sigma_x^2\sigma_y^2 + \gamma_c^2(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)/4} \quad (6.5.8)$$

Наиболее универсальной, но не всегда удобной для практического использования, является формула, полученная ранее [152], формула:

$$P_v = P_0(1 - \exp(-\gamma_c^2 / \sigma_x^2))^{1/2} (1 - \exp(-\gamma_c^2 / \sigma_y^2))^{1/2} \quad (6.5.9)$$

Если предположить, что на линейном участке ватт-амперной характеристики лазера $P(I) = P_0 + \tilde{a}(I - I_0)$ полуширина ДН является линейной функцией тока накачки I , что характерно многим ППЛ: $\sigma_x = \sigma_{x0} + \tilde{b}_x(I - I_0)$, $\sigma_y = \sigma_{y0} + \tilde{b}_y(I - I_0)$, где I_0, P_0 - ток накачки и мощность излучения в рабочей точке; $\tilde{a}, \tilde{b}_x, \tilde{b}_y$ - коэффициенты пропорциональности, при синусоидальной модуляции тока с амплитудой I_a , для коэффициентов синус (a_i) и косинус (b_i) преобразования Фурье (i - номер гармоники) из (6.5.6) можно получить [21]:

$$a_0 = P_{v0}(1 + I_a^2(b_x b_y - ab_x - ab_y)/2), \quad a_1 = P_{v0}(I_a(a - b_x - b_y) + 3I_a^3 ab_x b_y / 4) \quad (6.5.10)$$

$$b_1 = 0, \quad a_2 = 0, \quad b_2 = P_{v0} I_a^2 (a(b_x + b_y) - b_x b_y) / 2 \quad (6.5.11)$$

$$a_3 = -P_{v0} I_a^3 a b_x b_y / 4, \quad b_3 = 0 \quad (6.5.12)$$

где $P_{v0} = P_0 \gamma_c^2 / (\sigma_{x0} \sigma_{y0})$, $a = \tilde{a} / P_0$, $b_x = \tilde{b}_x / \sigma_{x0}$, $b_y = \tilde{b}_y / \sigma_{y0}$. Коэффициенты второй K_2 и третьей K_3 гармоник определялись как

$$K_2 = |b_2 / a_1|, \quad K_3 = |a_3 / a_1| \quad (6.5.13)$$

Аналогичные выражения получены для более точных формул (6.5.7)-(6.5.9) [21, 152].

Для экспериментальных исследований был выбран полупроводниковый лазер 32ДЛ103 с линейной ватт-амперной характеристикой в диапазоне токов накачки 100 – 175 мА и линейным изменением полуширины ДН излучения. Для модуляции тока накачки ППЛ использовался суммирующий преобразователь «напряжение-ток» с выходным каскадом по схеме Дарлингтона, позволяющий получать большой выходной ток при малых собственных нелинейных искажениях [157]. Рабочая точка задавалась генератором опорного напряжения, для модуляции использовался генератор сигналов. При синусоидальной модуляции тока накачки коэффициент второй гармоники генератора и преобразователя, с нагрузкой на ППЛ, составлял $2 \cdot 10^{-3}$. Коэффициент третьей гармоники был ниже чувствительности применяемых приборов. Излучение лазера регистрировалось фотоэлектронным умножителем (ФЭУ), фототок которого усиливался, преобразовывался, измерялся среднеквадратическим вольтметром и, через режекторный фильтр поступал на вход селективного микровольтметра. Установка позволяла измерять как характеристики излучения ППЛ в любой точке диаграммы направленности, так и характеристики излучения, выходящего из ВС. Подробная методика расчета коэффициентов гармоник на основании экспериментальных данных представлена в [21, 152]. Согласно выполненным измерениям, при фильтрации излучения ППЛ в дальней зоне дифракции угловой апертурой 1^0 , на линейном участке ватт-амперной характеристики, коэффициент второй гармоники фильтруемой мощности достигал 15%, третьей – 0.01%, что соответствовало теоретической оценке.

Было выполнено сравнение коэффициентов второй гармоники сигнала, выходящего из ВС, при вводе сфокусированного излучения ППЛ в ВС с нерассеивающим и шероховатым входным торцом. Для измерений использовался волоконный световод типа «кварц-полимер» с $r_0 = 200$ мкм, длиной 5 м со сравнительно малой величиной апертурного угла ($\gamma_c \approx 3.8^0$ по уровню $1/2$ и 4.7^0 по уровню $1/e$) со среднеарифметической высотой шероховатости поверхности R_a менее 0.05 мкм, 0.21 мкм и 0.39 мкм. При $R_a < 0.05$ мкм торец можно было считать нерассеивающим, а при $R_a = 0.39$ мкм – полагать диффузно рассеивающим. Более

подробное описание эксперимента приведено в [152]. Измерения показали, что при вводе излучения ППЛ через фокусирующую линзу коэффициент второй гармоники K_2 снизился приблизительно в 2.5 раза по сравнению с ранее рассмотренным случаем. При $R_a=0.21$ мкм наблюдалось уменьшение K_2 приблизительно в 1.2 раза по сравнению с нерассеивающим входным торцом, а при $R_a=0.39$ мкм – в 1.4 раза. То есть, проведенные измерения подтвердили рассмотренные выше теоретические закономерности.

Необходимо отметить, что снижение нелинейных искажений, обусловленных пространственной фильтрацией излучения ППЛ с изменяющейся диаграммой направленности, за счет рассеяния на входном торце световода сопровождается уменьшением эффективности ввода, поэтому практическое использование такого способа целесообразно только для узкого круга прикладных задач.

Представленный выше квазилучевой подход может быть применен также для оценки мощности излучения, отраженной от рассеивающего выходного торца. Во многих случаях обратно отраженное излучение (ОИ) может оказать вредное воздействие на передающее или фотоприемное устройство. Для устранения такого влияния в волоконно-оптических системах используют оптические изоляторы [13] или специальные торцы ВС – скошенные или сферической формы [158]. Волоконно-оптические разъемы со скошенными торцами имеют название «Angled PC» (APC) [158-159]. Величина обратного отражения, называемая возвратными потерями, регламентируется стандартом TIA/EIA 568A - 1995 [159]. Согласно TIA/EIA 568A величина возвратных потерь в оптических разъемах типа PC для многомодовых волокон не должна превышать -20 дБ, а для одномодовых -26 дБ. По обратным потерям разъемы классифицированы следующим образом: PC – менее 30 дБ, Super PC – менее 40 дБ, Ultra PC – менее 50 дБ, Angled PC – менее 50 дБ. Поэтому наибольший интерес для прикладных целей представляет задача оценки мощности излучения, обратно возвращаемого от скошенного выходного торца, в том числе при наличии рассеяния на дефектах поверхности.

Будем полагать, что плоскость выходного торца наклонена относительно оси ВС под углом α_F , а коэффициент отражения всех волноводных мод одинаковый и равен коэффициенту Френелевского отражения k_F , что справедливо для случая $n_A \ll 1$. Тогда для расчета мощности ОИ можно использовать полученные ранее формулы, с учетом коэффициента k_F , и приняв в качестве угла ввода удвоенный угол наклона торца (т.е. $\gamma = 2\alpha_F$).

Рассмотрим некоторые частные случаи. Простейший случай – $\alpha_F=0$, т.е. случай отражения от обычного (не скошенного) выходного торца. Для простейшей оценки мощности ООИ, для $\sigma_s \gg \gamma_c$, применим формулу:

$$P_b = k_F P_e \int_0^{\pi/2} T(\gamma') f_n(\gamma') \gamma' d\gamma' \quad (6.5.14)$$

где P_e - мощность излучения на выходном торце ВС, $T(\gamma)$ - УПХ световода, $f_n(\gamma)$ - нормированная функция индикатрисы рассеяния излучения на выходном торце. Для одномодового ВС с $d_0=9$ мкм при $\lambda=1.5$ мкм – 1.3 мкм ДН выходящего излучения, а также УПХ ввода можно аппроксимировать функцией гаусса с полушириной w_s равной $3^0 - 4.5^0$. Предположим, что рассеяние на выходном торце ВС соответствует рассеянию на сильно шероховатой поверхности ($R_a \gg \lambda$) с ИР вида $\cos(\gamma)$. Тогда изменение мощности ООИ p_r при рассеянии по отношению к мощности излучения, отраженного от нерассеивающего торца можно оценить по формуле:

$$p_r = (\pi/2 - 1)^{-1} \int_0^{\pi/2} \exp(-\gamma^2 / w_s^2) \cos(\gamma) \gamma d\gamma \quad (6.5.15)$$

Интеграл (6.5.15) имеет аналитическое представление через функцию ошибок с комплексным аргументом:

$$p_r = \frac{w_s^2}{8(\pi/2 - 1)} \left(4 + i \exp\left(-\frac{w_s^2}{4}\right) \pi^{1/2} w_s \left(\operatorname{Erf}\left(\frac{\pi - iw_s^2}{2w_s}\right) + \operatorname{Erfc}\left(\frac{\pi + iw_s^2}{2w_s}\right) + 2i \operatorname{Erfi}\left(\frac{w_s}{2}\right) - 1 \right) \right)$$

а также может быть определен численным интегрированием (6.5.15). Согласно оценке, рассеяние на выходном торце одномодового ВС снижает ООИ в 200 - 400 раз, т.е. приблизительно на 22 дБ – 26 дБ. С учетом коэффициента k_F , оценочное значение возвратных потерь составляет 35 дБ – 40 дБ. Если полуширина ИР меньше, чем было принято для оценки (6.5.15), как, например, для случая шероховатых поверхностей, полученных шлифовкой свободным абразивом с зернистостью М5-М28 при стандартных условиях шлифования [154-155], то снижение мощности ООИ также будет меньше (т.е. p_r - больше). Из приведенной оценки следует, что уменьшение мощности ООИ при рассеивающем выходном торце соизмеримо с уменьшением отражения от выходного торца при использовании иммерсии, так как всегда существует некоторая разность показателей преломления иммерсионной жидкости и материала сердцевины ВС. Поэтому в некоторых случаях, например при проведении прецизионных рефлектометрических измерений параметров ВС, целесообразно применение рассеивателя на выходном торце ВС для снижения мощности обратно отраженного излучения.

Расширение УПХ ввода ВС, как, например, для случая многомодовых ВС, приводит к увеличению мощности ООИ. В этом случае расчет p_r следует производить с учетом ДН выходящего излучения, рассматривая ее как ДН источника излучения. Для многомодовых ВС с шероховатой поверхностью выходного торца с параметрами шероховатости, соответствующими параметрам шероховатости экспериментально исследованных образцов, уменьшение мощности обратно отраженного излучения составляет 5 – 20 раз, то есть существенно ниже, чем для одномодовых световодов.

Принципиально иной результат достигается при рассеянии на скошенном выходном торце ВС. Стандартное значение α_F для разъемов типа APC равно 8^0 [159]. Величина мощности ООИ, обусловленная отражением от выходного торца может быть оценена с использованием формулы (6.5.1). Для рассматриваемой задачи, принимая во внимание, что $p_r(\alpha_F = 0) = 1$, при нерассеивающем выходном торце, формула (6.5.1) может быть преобразована к виду:

$$p_r = \frac{4}{w_s^2} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{w_s^2}\right) R(2\alpha_F, \gamma, w_s) \gamma d\gamma \quad (6.5.16)$$

Для $\alpha_F = 8^0$ оценка p_r дает $2 \cdot 10^{-3}$ - $6 \cdot 10^{-7}$, т.е. 27 дБ – 62 дБ в зависимости от УПХ световода. Чем больше длина волны излучения или меньше диаметр сердцевины одномодового ВС, тем больше мощность ООИ, соответственно, меньше p_r .

При рассеивающем выходном торце для определения мощности обратно отраженного излучения необходимо произвести интегрирование по углам рассеяния, аналогично (6.5.1). Если полуширина ИР шероховатой поверхности существенно больше полуширины УПХ световода ($\sigma_s \gg w_s$), что характерно большинству типов дефектов торцевых поверхностей ВС, то дифракционной расходимостью излучения можно пренебречь. Соответственно, формула (6.5.16), при рассеивающем выходном торце, может быть записана в виде:

$$p_r = 2 \left(\frac{1}{\sigma_s^2} + \frac{1}{w_s^2} \right) \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{w_s^2}\right) R(2\alpha_F, \gamma, \sigma_s) \gamma d\gamma.$$

Например, при $\alpha_F = 8^0$, $w_s = 4.5^0$ и полуширине ИР $\sigma_s = 10^0$ относительная мощность ООИ p_r оценивается величиной 10^{-1} (10 дБ). То есть, на несколько порядков выше, чем у ВС с нерассеивающим скошенным выходным торцом. Таким образом, дефекты на выходном торце приводят к тому, что применение скошенного торца для снижения обратного отражения становится неэффективным.

Если рассеяние на выходном торце является диффузным и выполняется неравенство $\sigma_s \gg \gamma_c$, то формула (6.5.15) может быть применена и к ВС со скошенным выходным

торцом. Аналогично рассмотренному выше примеру, для $\alpha_F=0$, при ИР вида $\cos(\gamma)$ и $\alpha_F \neq 0$, величина возвратных потерь оценивается как 35 дБ – 40 дБ, т.е. рассеяние понижает класс разъема до категории “Super PC”. Если на поверхности выходного торца с $\alpha_F \neq 0$ образовались рассеивающие дефекты (коэффициент отражения от дефекта предполагается 50%), как например частицы пыли, то даже при их суммарной площади $3 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$ (т.е. в 81 раз меньше площади торца, что возможно для одиночной частицы пыли с $d=1 \text{ мкм}$) качество разъема по величине обратных потерь понижается на одну категорию.

6.6. Использование светорассеивающего лака для равномерного возбуждения волноводных мод

Параметры многомодовых волоконных световодов, как, например, затухание, дисперсия, зависят от модового состава излучения, распространяющегося по световоду. Поэтому разработаны специальные стандарты на методику измерений параметров ВС. Можно выделить два существенно отличающихся подхода: использование, так называемого, равновесного (стационарного) модового распределения, которое создается в дополнительном отрезке ВС и использование равномерного модового возбуждения. Измерение параметров ВС при равновесном модовом распределении предпочтительнее для длинных отрезков световодов, в которых достигается упомянутое равновесное (стационарное) распределение. Тогда измеренные параметры можно применить для оценки параметров ВС заданной длины, например, определить суммарное затухание в ВС k_L как $k_L = \exp(-\alpha L_F)$, где α - постоянная затухания (или коэффициент затухания мощности), L_F - длина ВС. Однако если световод имеет малую длину, на которой стационарное модовое распределение не устанавливается, указанная оценка даст некорректный результат. В этом случае для измерений параметров ВС целесообразно использовать равномерное модовое возбуждение. В связи с тем, что в настоящее время короткие световоды широко используются для доставки мощного лазерного излучения, вопрос измерения параметров таких ВС является актуальным.

Независимость модового состава от условий ввода при шероховатом входном торце и возможность использования данного эффекта для стандартизации измерения параметров световодов была рассмотрена в п. 6.5. Однако применение дополнительного внешнего рассеивателя при когерентном освещении создает дополнительные шумы, а использование шероховатой поверхности входного торца ВС, как правило, неудобно или недопустимо. Поэтому был предложен способ стандартизации измерений параметров многомодовых волоконных световодов позволяющий исключить разрушающее механическое воздействие

на ВС и контролировать рассеивающие свойства. Способ заключается в том, что перед проведением измерений параметров ВС оптическое излучение от коллимированного источника вводят через торец световода, а на другой конец световода последовательно наносят слои светорассеивающего покрытия, например лака или эмульсии, до тех пор, пока выходящее излучение не будет полностью рассеиваться. Контроль рассеивающих свойств покрытия осуществляется по диаграмме направленности излучения, выходящего через торец световода с рассеивающим покрытием. При отсутствии рассеяния распределение интенсивности из ВС представляет собой круг или кольцо, основная часть энергии которого локализована в угловом интервале равном апертурному углу световода. При возникновении рассеяния с индикатрисой, имеющей соизмеримые по мощности направленную и диффузную составляющие, распределение интенсивности приобретает вид круга или кольца, окруженного ореолом рассеянного излучения. Когда выходящее излучение станет чисто диффузным (обычно при числе слоев покрытия 2 и более), резкие границы круга или кольца исчезают. После этого дальнейшее наращивание числа слоев прекращают и проводят измерения параметров световода, вводя излучение через торец с нанесенным покрытием. По окончании измерений светорассеивающее покрытие на торце световода смывают растворителем.

Экспериментальное исследование проводилось с использованием светорассеивающего лака АК5192 по описанной выше методике [31]. Как показано в [156], оптимальное светорассеивающее покрытие оптических элементов лаком АК5192 создается пульверизатором. Учитывая, что данный способ приводит к избыточному расходу лака и не всегда обеспечивает пространственную однородность покрытия по торцу, были исследованы характеристики ВС с рассеивающими покрытиями, созданные иными способами: 1 – три слоя лака были последовательно нанесены кисточкой, причем последующие слои наносились до полного высыхания предыдущего, 2 – на полностью высохшее покрытие 1 (после проведения измерений) были нанесены еще три слоя светорассеивающего лака, 3 – слой лака нанесен в виде капли на очищенный торец световода находящимся в вертикальном положении. Толщина образовавшегося слоя, после высыхания, составляла приблизительно 200 мкм. Для снижения влияния спекл-структуры выходящего излучения на измеряемые величины производилось усреднение угловых распределений интенсивности за счет механических воздействий на световод, приводящих к изменению фаз интерферирующих волн без перераспределения энергии между модами. Примеры характерных усредненных угловых распределений интенсивности выходящего излучения $I(\theta)$ для углов ввода $\gamma = 0^\circ$, $6,5^\circ$, $10,5^\circ$ и $15,5^\circ$ для ВС с диаметром сердцевины 400 мкм и ступенчатым ППП приведены на рис. 6.16 – 6.17. На рис. 6.16 представлены распределения $I(\theta)$ при нерассеивающих

торцах, на рис. 6.17 - распределения $I(\theta)$ при вводе излучения через рассеивающее покрытие. При нерассеивающем входном торце имеет место селективное возбуждение модовых групп, в то время как при рассеивающем торце (случаи 1, 2), при изменении γ , распределение $I(\theta)$, соответственно и модовый состав, изменяются незначительно. Зависимости, приводимые на рис. 6.17 можно считать характерным промежуточным случаем между нерассеивающей и диффузно рассеивающей поверхностью, индикатриса рассеяния покрытия 3 содержит соизмеримые по мощности направленную и диффузную составляющие. Проведенные оценки средне квадратического рассогласование τ нормированных к единице функций $I(\gamma, \theta)$ для различных углов ввода показали, что в интервале углов выхода $-\gamma_c < \theta < \gamma_c$, при наличии светорассеивающего лака, τ составляет $3 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-3}$, а для торца ВС без покрытия значения τ возрастают более чем на порядок. Учитывая, что распределения выходящего излучения $I(\theta)$ при рассеивающем входном торце хорошо аппроксимируются функцией гаусса, мерой стабильности модового состава при различных углах ввода γ может служить полуширина распределения $I(\theta)$, которую будем обозначать $\Delta\psi(\gamma)$. Полученные значения $\Delta\psi(\gamma)$ для использованных покрытий представлены на рис. 6.18. Среднее значение полуширины распределения $\Delta\psi(\gamma)$ для 1 - $10,1^\circ \pm 1,3^\circ$ (т.е. $\pm 13\%$), для 2 - $10,5^\circ \pm 0,7^\circ$ (менее $\pm 7\%$), для 3 - $10^\circ \pm 2^\circ$ (т.е. $\pm 20\%$). Максимальное отклонение от среднего: $1,9^\circ$, 1° и 3° - 18%, 10% и 30% соответственно. Эффективность ввода при использовании светорассеивающего лака для $\gamma=0$ снизилась в 11,5 раз. Уменьшение $\Delta\psi(\gamma)$, при углах ввода близких к осевому, свидетельствует о незначительном увеличении доли мощности мод низшего порядка, аналогично случаю, представленному на рис. 6.17. Некоторую асимметрию зависимостей $\Delta\psi(\gamma)$ от γ можно отнести к влиянию таких факторов как: несимметричность передаточных функций световода, неравномерность рассеивающего слоя и, возможно, осевым рассогласованием лазерного луча и сердцевины световода. При углах ввода больше апертурного ($\gamma > \gamma_c$), как в случае использования покрытий 1, 2, так и 3, распределения интенсивности выходящего излучения, соответственно, и полуширина распределений практически не зависели от угла ввода. Это объясняется доминирующей ролью диффузной составляющей индикатрисы рассеяния, имеющей полуширину σ больше апертурного угла γ_c .

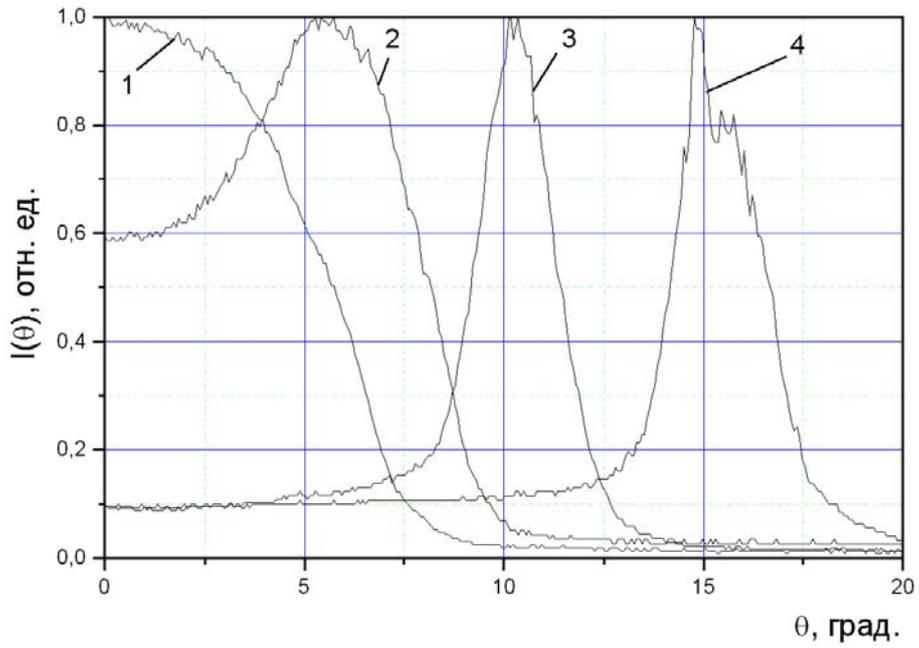


Рис. 6.16. Распределение интенсивности выходящего излучения при нерассеивающем входном торце и углах ввода: 1 – 0° , 2 – 6.5° , 3 – 10.5° , 4 – 15.5° .

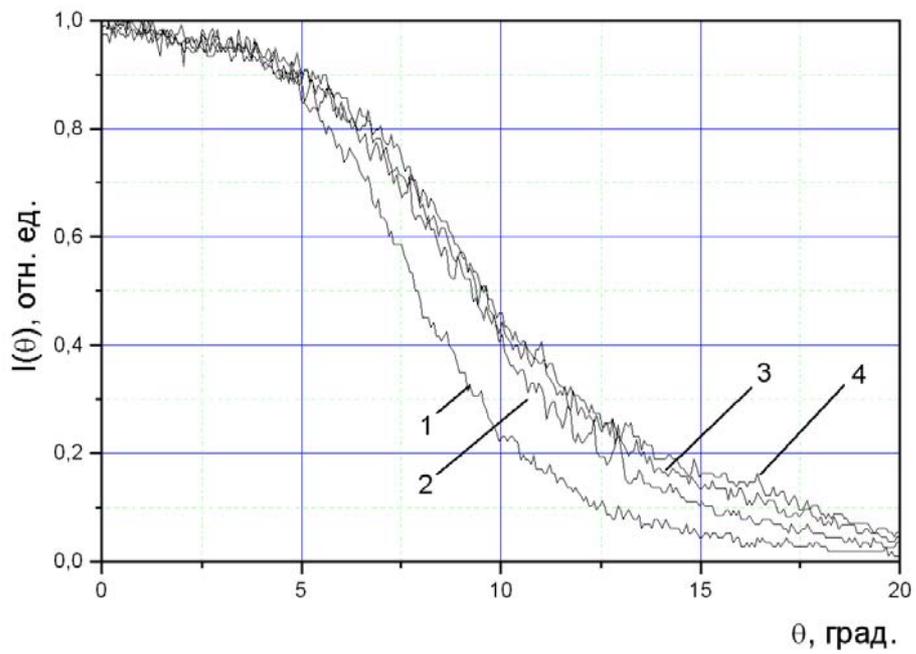


Рис. 6.17. Распределение интенсивности выходящего излучения при рассеивающем входном торце и углах ввода: 1 – 0° , 2 – 6.5° , 3 – 10.5° , 4 – 15.5° .

Следует отметить, что рассеивающие свойства создаваемых слоев зависят от толщины слоя и от технологии нанесения. Поэтому для достижения независимости модового состава от условий ввода необходим контроль рассеивающих свойств создаваемого покрытия.

Результаты, аналогичные описанным выше, были получены и для других типов волоконных световодов, в частности, для градиентных. Так, для ВС 50/125 мкм, длиной 20 м, с параболическим ППП и нерассеивающим входным торцом, при увеличении угла ввода от 0 до γ_c происходило расширение распределения $I(\theta)$ почти на 30%. После нанесения на входной торец рассеивающего покрытия, изменение полуширины $I(\theta)$ от угла ввода носило случайный характер со среднеквадратическим отклонением менее 5% (полученная зависимость $\Delta\psi(\gamma)$ представлена на рис. 6.19). Для всех исследованных типов световодов слабая зависимость модового состава от условий ввода при нанесении светорассеивающего покрытия на входной торец световода была подтверждена.

6.7. Влияние рассеяния на поверхности торцов световодов на характеристики модового шума

Строгий расчет отношения сигнал-шум (ОСШ) при пространственной фильтрации излучения, выходящего из волоконного световода с рассеивающим входным торцом представляет серьезную сложность и требует больших затрат времени на расчеты. Для многомодовых ВС такой расчет затруднительно произвести на персональном компьютере. Как указано в гл. 1, ни теоретических, ни экспериментальных опубликованных работ, рассматривающих влияние рассеяния на торцах световода на характеристики модового шума автору не известно. Поэтому указанное исследование было выполнено экспериментально с использованием нижеописанной установки [152].

Луч $He - Ne$ лазера, через фокусирующую линзу, вводился в заданный волоконный световод. Для имитации внешних воздействий, приводящих к появлению модового шума в волоконно-оптических линиях связи, часть ВС, свободно намотанная в виде кольца, подвергалась воздействию турбулентного воздушного потока. Выходящее из ВС излучение регистрировалось фотоэлектронным умножителем (ФЭУ), входная апертура которого была ограничена диафрагмой. ФЭУ был закреплен на сканирующей подвижке, снабженной датчиком перемещения. Для формирования ближней зоны дифракции (БЗД) использовался микробиообъектив 20х.

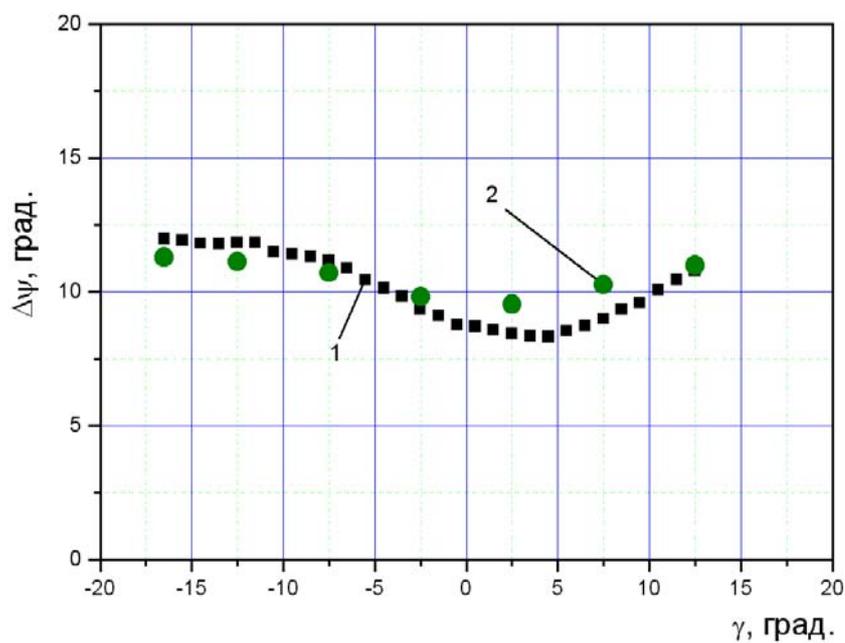


Рис. 6.18. Зависимость полуширины распределения интенсивности выходящего излучения от угла ввода при рассеивающем покрытии на входном торце световода: 1 – один слой светорассеивающего лака АК5192, 2 – два слоя.

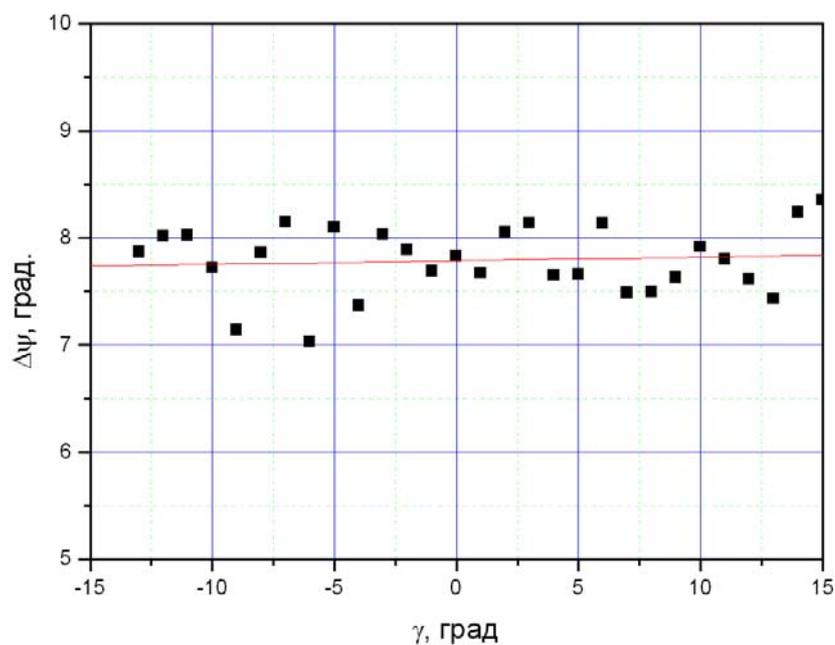


Рис. 6.19. Зависимость полуширины распределения интенсивности выходящего излучения от угла ввода при рассеивающем покрытии на входном торце световода с параболическим ППП с $r_0 = 25$ мкм.

Экспериментальная установка позволяла исследовать как временные, так и пространственные характеристики фильтруемого излучения в ближней и дальней зоне дифракции. При развертке осциллографа по оси абсцисс по времени имелась возможность визуально наблюдать шумовой процесс, а при развертке от датчика перемещения – пространственную картину спекл-структуры. Усилитель осциллографа использовался также в качестве усилителя сигнала ФЭУ для подключения к прибору для измерения корреляционных характеристик Х6-4, который позволял определить автокорреляционную функцию, функцию вероятности и функцию плотности вероятности $p(t)$. Накопление и усреднение измеряемых функций производилось в приборе Х6-4, получаемые функции выводились на осциллограф «в реальном времени», что позволяло не только визуально наблюдать вид указанных функций, но и контролировать их изменение в процессе их накопления. Исследования проводились как на ВС с параболическим ($r_0=25$ мкм, $L=100$ м) так и со ступенчатым ($r_0=100$ мкм, $L=50$ м) ППП при различных диаметрах приемной. Для корректного сопоставления результатов измерений, выполненных при различных условиях, вычислялись относительные размеры фильтрующей диафрагмы R_R : для БЗД – по отношению к диаметру выходного торца (реально – по отношению к размеру изображения торца, формируемого микрообъективом) – r_d/r_0 , а в ДЗД – по отношению к величине угловой расходимости $\lambda/(2r_0)$. Подробное описание полученных результатов исследования, выполненного в 80-х годах прошлого века, приведено в [152]. Отметим основные выявленные закономерности. Для всех исследованных ВС как в ДЗД, так и БЗД, как при нерассеивающем, так и при шероховатом выходном торце ВС при увеличении относительного размера фильтрующей диафрагмы отношение сигнал-шум возрастало. Что является хорошо известным явлением для ВС с нерассеивающим выходным торцом. Для ВС со ступенчатым ППП вид зависимости ОСШ от R_R можно было считать линейной как в БЗД, так и в ДЗД. В ДЗД ОСШ изменялось от 3-4 при $R_R=0.25$ до 10-20 при $R_R=1$. Теоретически, при $R_R=1$ отношение сигнал-шум, обусловленное модовым шумом, должно быть бесконечно большим. Однако, по-видимому, при использованной методике измерений, при нерассеивающем выходном торце ФЭУ не собирал все излучение, выходящее из ВС. В ДЗД ОСШ изменялось от 1.5-3 при $R_R \rightarrow 0$ до 5-7.5 при $R_R \approx 25$. На основании полученных данных было определено изменение ОСШ при различной высоте шероховатости поверхности выходного торца по отношению к ОСШ при нерассеивающем выходном торце. В зависимости от условий ввода и фильтрации выходящего излучения при рассеянии на выходном торце ОСШ либо снижалось на 15% - 30%, либо возрастало на 10%-50%.

Однако обнаруженному эффекту – повышению ОСШ при шероховатой поверхности выходного тора ВС, не было дано строгого научного объяснения. Кроме того, полученные результаты имели плохую воспроизводимость, и во многих случаях имело место не повышение ОСШ, а, наоборот, снижение. Ранее было также отмечено, что изменение ОСШ зависит от условий ввода, а именно: от относительного положения вводимого лазерного пучка относительно оси ВС. Можно было бы предположить, что изменение ОСШ зависело от модового состава излучения, что наблюдалось экспериментально и описано в [34], а также как показано в п. 4.2. Но различные результаты можно было получить при одинаковых пространственных распределениях выходящего излучения (ДН излучения ВС), т.е. при одинаковых модовых составах.

Объяснить измеренные ранее зависимости можно с использованием результатов исследований, выполненных методом численного моделирования и приводимых в п. 4.2. Если число распространяющихся мод в ВС велико, то СПС выходящего излучения аналогична спекл-структуре излучения, рассеянного оптически неоднородной поверхностью. В этом случае дополнительный рассеиватель на входном торце ВС никак не влияет на статистические характеристики спекл-структуры, соответственно, и не изменяет отношение сигнал-шум. Но если центр сфокусированного лазерного пучка на входном торце ВС смещен относительно оси ВС и наклонен относительно нормали к поверхности таким образом, что существует радиальная составляющая вектора Пойтинга падающего пучка, то в ВС возникают оптические вихри с одинаковыми направлениями волнового фронта. При этом возникает анизотропия спекл-структуры выходящего излучения и пространственные размеры спеклов «по азимуту» (т.е. при постоянной величине угла выхода излучения – $\theta = const$) увеличиваются. Увеличение отношения характерного размера спеклов к диаметру фильтрующей диафрагмы приводит к снижению ОСШ по сравнению со случаем равномерного возбуждения мод при отсутствии оптических вихрей. В этом случае, дополнительный рассеиватель на выходном торце ВС будет разрушать регулярную азимутальную структуру полей вихрей, и в ДЗД, как минимум, в пределах апертурного угла ВС будут интерферировать волны с различными направлениями волновых фронтов. То есть прослеживается аналогия с интерференцией излучения диаметрально противоположных участков спекл-структур, сформированных оптическими вихрями. Поэтому рассеянное торцом ВС излучение не обладает азимутальной анизотропией, а пространственные характеристики такой СПС, соответствуют СПС плоской волны, рассеянной шероховатой поверхностью. Следовательно, и характеристики шума, в том числе ОСШ, будут схожи с характеристиками шума при равномерном возбуждении мод. То есть, в рассмотренном случае, рассеяние на выходном торце ВС приводит к увеличению отношения сигнал-шум.

В волоконных световодах с параболическим ППП при малых размерах сфокусированного пучка d_b на торце ВС ($d_b \ll d_0$) в световоде возбуждается узкая группа мод, т.е. имеет место селективное возбуждением мод [9,145]. Если условия ввода таковы, что возбуждаются моды с преимущественно низкими азимутальными индексами, то СПС выходящего излучения будет аналогична СПС, рассмотренным в п. 4.2 для ВС со ступенчатым ППП. В этом случае ОСШ при пространственной фильтрации выходящего излучения также будет отличаться от ОСШ при равномерном возбуждении мод. И, аналогично рассмотренному выше случаю СПС, сформированной оптическими вихрями, при селективном возбуждении модовых групп шероховатая (или оптически неоднородная) поверхность выходного торца разрушает регулярную модовую структуру поля, делая ее квазислучайной. Соответственно, ОСШ в данном случае также возрастает.

Для экспериментального подтверждения данной гипотезы было выполнено следующее исследование. Распределение интенсивности выходящего из ВС излучения регистрировалось матричной телевизионной камерой. В световоде наклонным сфокусированным пучком (см. п. 4.3) возбуждались оптические вихри с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта. Выходящее из ВС излучение формировало в ДЗД анизотропную СПС, подробно рассмотренную в п. 4.3. По видеоизображениям были вычислены параметры СПС, в том числе коэффициент ε (см. гл. 4). Далее были выполнены следующие измерения: 1. к выходному торцу ВС была прижата стеклянная пластинка с шероховатой поверхностью (шероховатой поверхностью к торцу, высота шероховатости R_a приближенно 0.6 мкм) диффузно рассеивающая свет; 2. на выходной торец световода наносился слой светорассеивающего лака, диффузно рассеивавший выходящее излучения; 3. к выходному торцу ВС была прижата тонкая полиэтиленовая пленка с узкой анизотропной индикатрисой рассеяния. Для каждого из случаев были определены значения параметра ε . Примеры полученных спекл-структур и линии постоянного значения АКФ приведены на рис. 6.20. Как видно из рис. 6.20 диффузное рассеяние на выходном торце уменьшает характерный размер зерна спекл-структуры. В случае применения рассеивателя с полушириной индикатрисы рассеяния меньшей апертурного угла ВС, изменение СПС также имеет место, но характеристики возникающих спеклов отличаются от характеристик СПС излучения ВС при диффузно рассеивающем выходном торце.

Экспериментальное измерение отношение сигнал-шум, проведенное ранее и описанное выше было проведено повторно с использованием видео контроля спекл-структуры выходящего излучения. Измерения производились на различных ВС со ступенчатым ППП: с $d_0=1$ мм длиной 4.5 м, $d_0=400$ мкм длиной 6 м, $d_0=200$ мкм длиной 4 м. В качестве

источника излучения использовался *He-Ne* лазер ЛГН-207Б ($\lambda=0.6328$ мкм) с диаметром лазерного пучка $d_b=0.75$ мм (по уровню $1/e$), центр которого был смещен к периферии сердцевины ВС на величину $l_s = d_b/2$. Излучение вводилось в ВС под углом к оси $\gamma=9.5^0$, формируя в световоде оптические вихри с одинаковыми направлениями вращения. Для указанного угла ввода ширина кольцевой структуры диаграммы направленности $\Delta\theta_r$ составляла приближенно 0.7^0 . Сравнивались пространственные характеристики СПС выходящего излучения и отношение сигнал-шум, возникающие при условиях ввода $\gamma = 0$, $l_s = 0$, при $\gamma \neq 0$, $l_s \neq 0$, при $\gamma \neq 0$, $l_s \neq 0$ и диффузно рассеивающем входном или выходном торце световода, при изгибе световода.

Для регистрации модового шума использовался фотоприемник с фоточувствительной площадью $S_p = 5.2 \cdot 10^{-6}$ м² (2.29x2.29 мм), расположенный на расстоянии 0.65 м от выходного торца, что приближенно соответствовало удвоенной характерной площади спекл-пятен S_s ($S_s = \pi g^2 (\lambda/r_c) L^2$). Изменение фаз интерферирующих волн, приводящее к флуктуациям регистрируемой мощности $P(t)$ достигалось за счет микроизгибов световода.

Измерения параметров зависимости $P(t)$ производилось после регистрации пространственного распределения интенсивности в той же самой области СПС, что позволило связать параметры модового шума с параметрами СПС. На основании полученных $P(t)$ вычислялось отношение сигнал-шум (R_{sn}), среднее значение за длительный промежуток времени $\bar{P}(t)$ полагалось как «сигнал», а среднеквадратическое отклонение от $\bar{P}(t)$ - как «шум». Примеры линий постоянного значения пространственных АКФ, измеренных спекл-структур приведены на рис. 6.21.

При равномерном возбуждении мод ВС посредством нанесения светорассеивающего лака на всю поверхность входного торца или создания диффузно рассеивающей шероховатости для всех использованных световодов рассеяние на входном торце приводило к изотропности СПС независимо от угла выхода и условий ввода. Если при нерассеивающем входном торце условия ввода были таковы, что в ВС возбуждались преимущественно оптические вихри с одинаковыми направлениями вращения, то диффузное рассеяние с полушириной ИР соизмеримой или превышающей апертурный угол ВС также приводило к исчезновению пространственной анизотропии СПС. Полученный результат являлся ожидаемым, так как при случайном пространственном распределении фазы электромагнитной волны по площади выходного торца рассеяние должно соответствовать классическому рассеянию на оптически неоднородной поверхности.

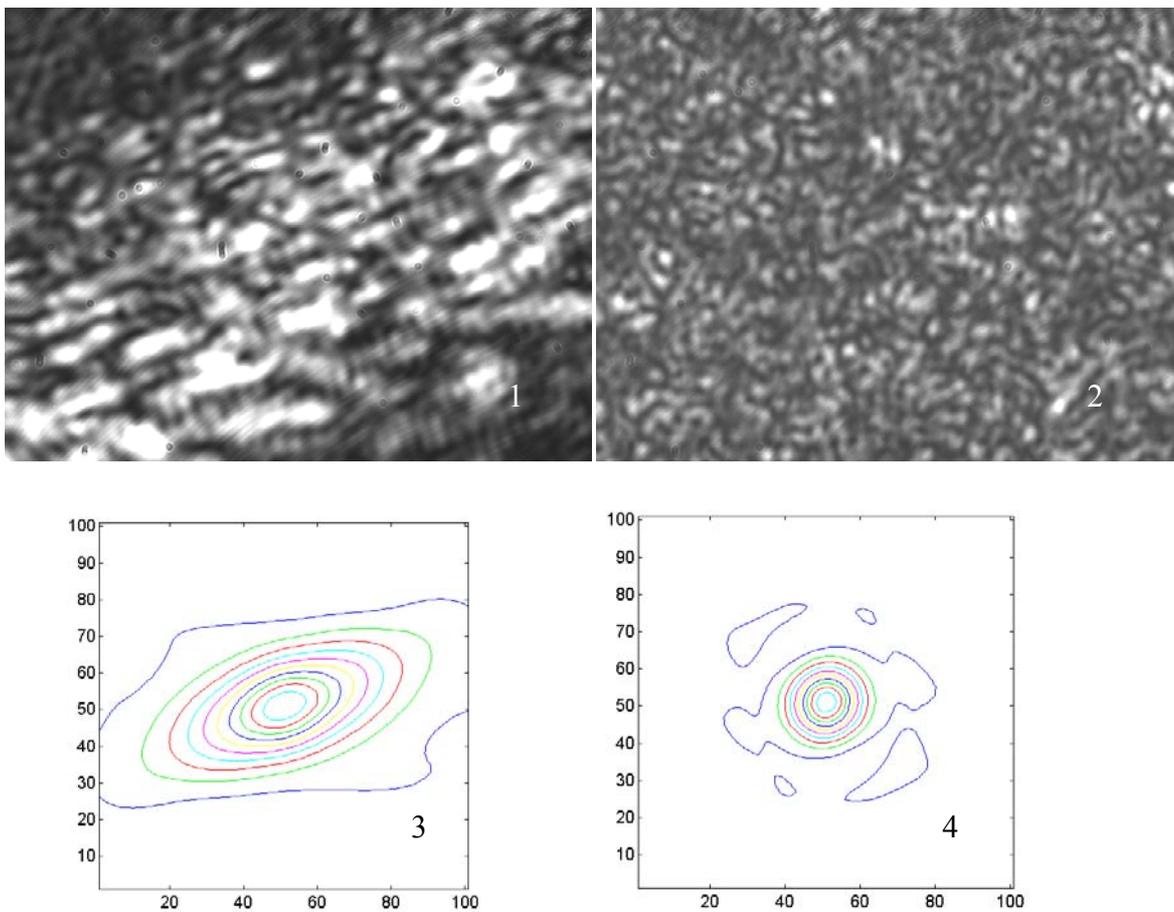


Рис. 6.20. Спекл-структуры, сформированные излучением оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения волновых фронтов волоконного световода (1,2) и линии постоянного значения АКФ спекл-структур (3,4): 1,3 – при нерассеивающем выходном торце, 2,4 – при диффузно рассеивающем выходном торце (на графиках центр зависимостей смещен в точку с координатам (50,50)).

Зависимости, аналогичные приведенной на рис. 6.21-1, были получены также и при равномерном возбуждении волноводных мод на входном торце ВС. В первом случае (рис. 6.21-1) имело место $\varepsilon = 1.1 \pm 0.1$, а во втором (рис. 6.21-2) - $\varepsilon = 1.8 \pm 0.3$. Примеры зависимостей $P(t)$ для исследованных СПС представлены на рис. 6.22. В случае, когда СПС была сформирована излучением оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения при нерассеивающем выходном торце, отношение сигнал-шум было ниже, чем при равномерном возбуждении мод или диффузно рассеивающем выходном торце. В первом случае R_{sn} составляло 3.0 ± 0.1 , во втором - 8.6 ± 0.1 . Из полученных данных следует, что изменение R_{sn} обусловлено изменением пространственных размеров спекл-пятен, так как отношение сигнал-шум зависит от отношения площади фотоприемника S_p к характерной площади спекл-пятен S_k : чем больше S_p / S_k , тем больше R_{sn} (для случая равномерного возбуждения мод $S_k \equiv S_s$). Выявленная закономерность позволяет не только объяснить увеличение R_{sn} при пространственной фильтрации излучения волоконных световодов при шероховатой поверхности выходного торца, но и определить условия, при которых возможно такое увеличение.

Из общих соображений, а также исходя из рассмотренных в п. 4.6 азимутальных зависимостей, следует, что выявленный эффект должен иметь место и для волоконных световодов с градиентным профилем показателя преломления.

Исходя из рассмотренных в п. 4.2 азимутальных зависимостей, следует, что выявленный эффект должен иметь место и в случае волоконных световодов с градиентным профилем показателя преломления. Это подтверждается результатами экспериментальных исследований, выполненных ранее [152] и упомянутых выше.

Если спекл-структура выходящего излучения была сформирована оптическими вихрями с одинаковыми направлениями вращения (т.е. имело место $1 < \varepsilon$), изгиб ВС, называемый «крутым изгибом» [160], оказывал на СПС влияние, аналогичное рассеянию на шероховатости выходного торца: трансформировал анизотропную структуру спеклов в изотропную (рис. 6.21-3). В частности, для ВС с $d_0 = 1$ мм при радиусе изгиба $r_b = 35$ мм, длиной изогнутого участка πr_b (т.е. в виде половины окружности) величина ε снижалась от 1.8 ± 0.3 (при указанных выше условиях) до 1.07 ± 0.05 , а отношение R_{sn} - возросло с 3.0 ± 0.1 до 7.1 ± 0.1 . При этом угловая ширина распределения $\Delta\theta_r$ увеличилась от 0.7° до 2.5° , что свидетельствовало о существенном увеличении энергообмена между модами или вихрями на сравнительно коротком отрезке ВС ($\pi r_b / L \ll 1$).

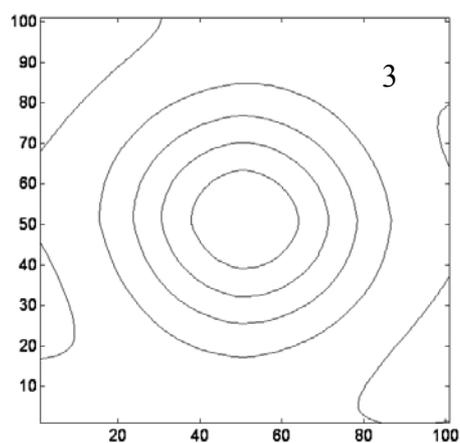
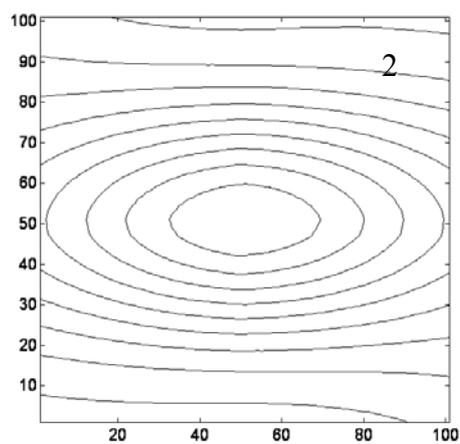
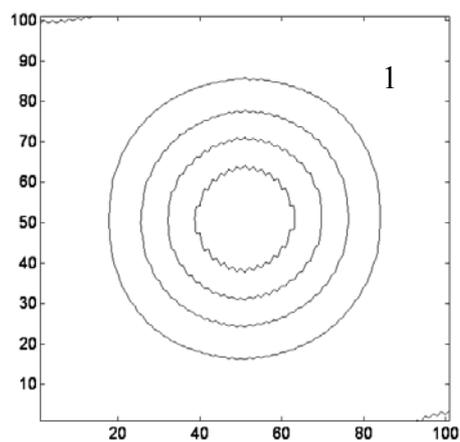


Рис. 6.21. Линии постоянного значения АКФ спекл-структур: 1 – при $\gamma = 0$, 2 – при $\gamma \neq 0$, 3 – при сильном изгибе ВС (на графиках центр зависимостей смещен в точку с координатам (50,50)).

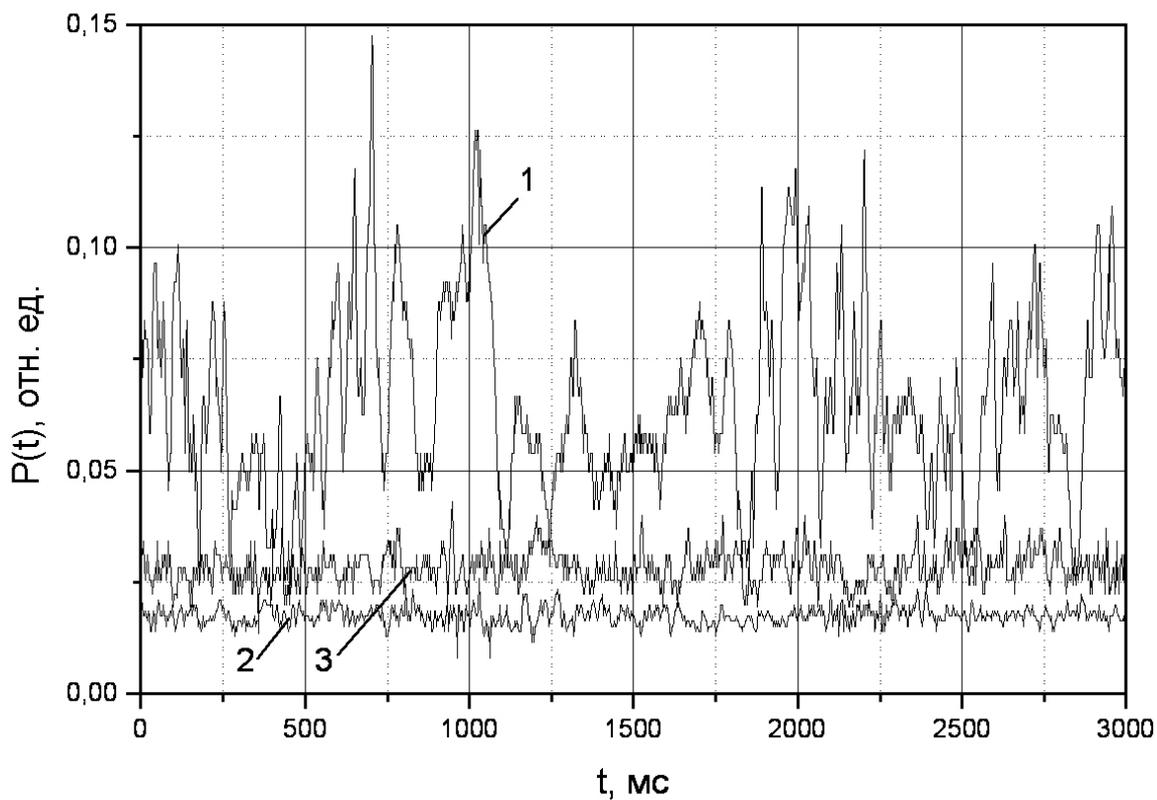


Рис. 6.22. Модовый шум при пространственной фильтрации выходящего из световода излучения: 1 – при формировании спекл-структуры излучением оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта, 2 – при формировании спекл-структуры излучением волноводных мод, 3 – при возбуждении на входном торце оптических вихрей одинаковыми направлениями вращения и сильном изгибе световода.

Аналогичный результат был также получен на ВС с $d_0=400$ мкм длиной 6 м, однако для достижения $\varepsilon \approx 1$ радиус изгиба необходимо было уменьшить до 15 мм. Необходимо также отметить, что зависимости $P(t)$ (рис. 6.22) отличаются не только средним значением $P(t)$ и отношением сигнал-шум, но и частотными спектрами при одинаковых микродеформациях ВС. Модовый шум, создаваемый излучением оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения является низкочастотным по сравнению с модовым шумом, создаваемым волноводными модами.

Таким образом, было установлено, что увеличение ОСШ наблюдалось только в случаях, когда пространственные характеристики СПС отличались от СПС излучения ВС при равномерном возбуждении волноводных мод. Принимая во внимание, что диффузный рассеиватель на выходном торце ВС практически не увеличивает величину модового шума по сравнению с нерассеивающим выходным торцом в случае равномерного возбуждения мод, но снижает модовый шум при возникновении оптических вихрей или при селективном возбуждении мод, для некоторых технических приложений целесообразно выходной торец ВС создавать шероховатым. Исходя из вышеизложенного, можно сформулировать технические требования к параметрам такого устройства. Рассеиватель должен диффузно рассеивать излучение, выходящее из ВС, т.е. $k_n \ll 1$, полуширина ИР σ должна быть больше или соизмеримой с апертурным углом ВС и расстояние от выходного торца до фотоприемного устройства должно быть не менее величины $r_0 / \sin(\sigma)$. То есть, требования, ранее сформулированные в [29, 152], являются корректными.