

Исследование индикатрисы рассеяния в высоколегированных волоконных световодах на основе кварцевого стекла

В.В.Алексеев, М.Е.Лихачев, М.М.Бубнов, М.Ю.Салганский,
В.Ф.Хопин, А.Н.Гурьянов, Е.М.Дианов

Создана установка, позволяющая измерять индикатрису рассеяния волоконных световодов с высокой точностью в широком диапазоне углов. Установлено, что предложенные к настоящему времени модели, объясняющие механизм аномального рассеяния, требуют уточнения. Обнаружено и объяснено различие между коэффициентами рэлеевского рассеяния, измеренными различными методами.

Ключевые слова: волоконная оптика, высоколегированные световоды, рассеяние света, аномальное рассеяние, коэффициент рэлеевского рассеяния.

1. Введение

Одномодовые волоконные световоды на основе кварцевого стекла, легированные до высоких концентраций различными оксидами, используются в различных нелинейных устройствах: ВКР-лазерах и усилителях [1], параметрических усилителях [2], нелинейных переключателях [3]. Эффективность этих устройств существенно возрастает при увеличении нелинейности световодов в результате повышения уровня легирования сердцевины. Однако последнее сопровождается значительно более быстрым ростом оптических потерь, что не позволяет обеспечить максимально возможную эффективность. Ранее было установлено, что дополнительные потери в высоколегированных световодах вызваны рассеянием распространяющегося по световоду излучения на границе сердцевина–оболочка [4] и в области центрального провала в профиле показателя преломления [5]. Данный вид рассеяния получил название аномального. Для его описания была предложена и развита модель рассеяния на микрофлуктуациях границы сердцевина–оболочка [6, 7].

До настоящего времени природа образования этих микрофлуктуаций остается невыясненной. В настоящей работе мы рассмотрим два возможных механизма. Первый из них заключается в том, что при перетяжке заготовки в световод граница сердцевина–оболочка, находящаяся в горячей зоне (в области луковицы), представляет собой границу раздела двух жидкостей с различными вязкостями. Гидродинамическая неустойчивость данной границы приводит к появлению микровозмущений относительно ее среднего положения [8, 9]. Возмущение границы сердцевина–оболочка наблюдалось в процессе схлопывания заготовки и получило название пальцев вязкости [10].

В.В.Алексеев, М.Е.Лихачев, М.М.Бубнов, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: Alekseev@fo.gpi.ru

М.Ю.Салганский, В.Ф.Хопин, А.Н.Гурьянов. Институт химии высококичистых веществ РАН, Россия, 603950 Нижний Новгород, ул. Тропинина, 49

Поступила в редакцию 20 июля 2011 г., после доработки – 12 сентября 2011 г.

Второй возможный механизм предполагает, что вариации границы вызваны возникающими в процессе вытяжки капиллярными волнами, имеющими термодинамическое происхождение [11]. Разделить конкурирующие механизмы мы попытались путем анализа формы индикатрисы аномального рассеяния, несущей информацию о распределении неоднородностей по размеру и об их положении в сечении световода. Для этого нами была разработана методика, обеспечивающая высокую чувствительность и высокое разрешение при измерении индикатрисы рассеяния во всем диапазоне углов (0–180°).

2. Методика эксперимента

2.1. Схема установки для измерения угловой зависимости интенсивности рассеянного света

Схема экспериментальной установки для измерения индикатрисы рассеяния представлена на рис.1. Основной частью установки является ячейка 1, изготовленная из кварцевого стекла КУ и имеющая форму полуцилиндра (полуцилиндр ограничен цилиндрической поверхностью и плоскостью, проходящей через ось цилиндра). Световод 3 с удаленным защитным покрытием, помещенный в иммерсионную кювету 2, располагается вдоль плоской поверхности П ячейки. Рассеянное в направлении φ и выведенное из световода в цилиндр под тем же углом излучение ограничено диафрагмой 4 с окном шириной D . Поверхность цилиндра играет роль линзы, и фотоприемник 5, регистрирующий излучение, находится в фокальной точке линзы. Ход лучей в цилиндре таков, что геометрическим местом фокальных точек будет окружность радиусом R , концентричная с поверхностью цилиндра. Фотоприемник перемещается вдоль этой окружности, радиус которой

$$R = nr^*/(n - 1), \quad (1)$$

где r^* – радиус цилиндра; n – показатель преломления кварцевого стекла. В нашей установке $r^* = 3$ см. Разрешение системы определяется сферической абберацией цилиндрической линзы и зависит от размера окна диа-

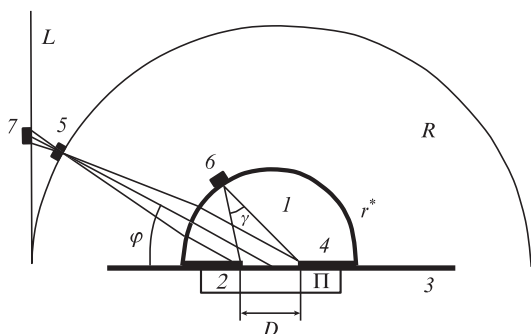


Рис.1. Схема экспериментальной установки для измерения индикатрисы рассеяния излучения волоконного световода: 1 – половина цилиндра из кварцевого стекла; 2 – иммерсионная ювета; 3 – измеряемый световод; 4 – диафрагма с окном шириной D; 5, 6, 7 – фотоприемники (положение в настоящей работе и в работах [6, 5] соответственно).

фрагмы D. Наихудшее разрешение система имеет при рассеянии под нормальным ($\varphi = 90^\circ$) углом. При других углах разрешение увеличивается, т. к. угловой размер диафрагмы, видимый из точки, в которой находится фотоприемник, максимален при $\varphi = 90^\circ$. На рис.2 кривыми 1 и 2 показана зависимость углового разрешения системы от относительного размера $D/2r^*$ окна диафрагмы. Видно, что при $D/2r^* = 0.3$ наихудшее разрешение системы составляет $\sim 1^\circ$ при рассеянии под углом $\varphi = 90^\circ$; при других углах разрешение лучше.

Сравнение с методами измерения индикатрисы рассеяния, использованными в предыдущих работах, позволяет продемонстрировать преимущества предложенной нами схемы измерения. В работе [6] фотоприемник 6 (рис.1) перемещался вдоль поверхности цилиндра. В этом случае фокусировка отсутствует, а в фотоприемник попадает излучение, рассеянное во всем диапазоне углов γ (рис.1), и именно этот угол определяет разрешение системы. Как и в случае нашей установки, его величина зависит от D и от угла, под которым происходит рассеяние (кривые 3 и 4 на рис.2). Видно, что для достижения разрешения $\sim 1^\circ$ (такого же, как и в нашей установке) размер видимой области в [6] следует уменьшить в 30 раз, что приведет к такому же уменьшению отношения сигнал/шум. В установке, разработанной нами ранее [5], фотоприемник 7 перемещался вдоль прямой L, касательной к

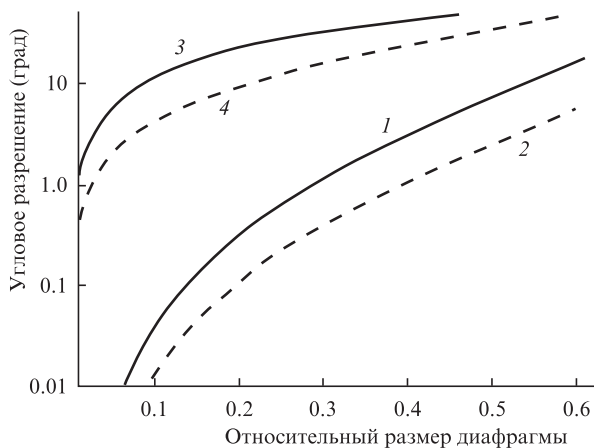


Рис.2. Зависимости углового разрешения от относительного размера диафрагмы $D/2r^*$ при рассеянии под углами 90° (1) и под углом 20° (2) (настоящая работа), а также при рассеянии под углами 90° (3) и 20° (4) (работа [6]).

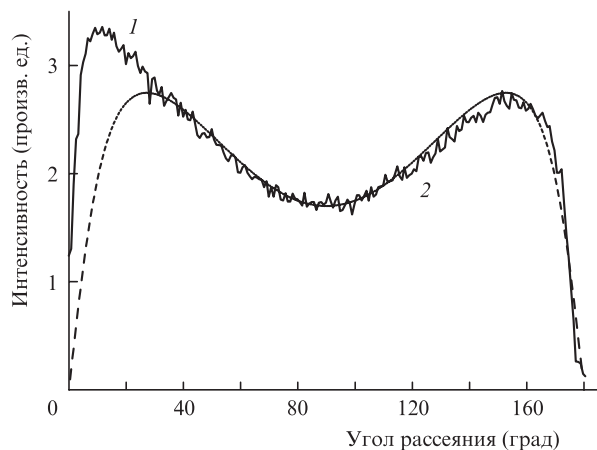


Рис.3. Индикатрисы рассеяния излучения для калибровки чувствительности установки; 1 – индикатриса многомодового световода Ge651MM, 2 – расчетная индикатриса при $\Delta l = 0.018$.

окружности R (см. рис.1). При удалении от точки касания, находящейся в фокусе, происходила расфокусировка сигнала и, следовательно, разрешение быстро падало. При $D/2r^* = 0.3$ разрешение при $\varphi = 10^\circ, 25^\circ$ и 40° составляло около $1^\circ, 2^\circ$ и 5° соответственно. Максимальный угол рассеяния в схеме [5] зависел от размера диафрагмы, но практически был ограничен на уровне $30^\circ-60^\circ$, т.к. центр пятна 7 при увеличении угла φ уходил «на бесконечность», а само пятно расплывалось.

В качестве источника излучения в предлагаемой установке использовался Nd:YAG-лазер ($\lambda = 1.064$ мкм) с линейной поляризацией излучения. Вводимое в световод излучение, модулированное с частотой 1 кГц, имело мощность 100–200 мВт. Для регистрации рассеянного излучения использовался синхронный детектор. Поскольку интенсивность рассеянного излучения может зависеть от направления поляризации, измерения проводились для нескольких азимутальных положений световода, после чего результаты измерений усреднялись. Усреднение проводилось также и по длине измеряемых световодов. Отметим, что все исследуемые световоды были достаточно однородными, и измеренные на различных участках индикатрисы рассеяния излучения практически совпадали.

Предложенная методика позволяет провести калибровку измеренных индикатрис для определения абсолютной величины потерь на рассеяние. Для этой цели были выполнены измерения рассеянного излучения в многомодовых германосиликатных световодах, рассеяние в которых практически во всем диапазоне углов обусловлено именно рэлеевским, а не аномальным рассеянием. На рис.3 показаны измеренная и расчетная индикатрисы многомодового германосиликатного световода Ge651mm с диаметром сердцевинки 62.5 мкм. Спад интенсивности рассеянного излучения под углами, близкими к 0 и 180° , обусловлен захватом рассеянного излучения сердцевинкой световода за счет полного внутреннего отражения на границе сердцевина–оболочка, что было учтено при выводе расчетной кривой.

Абсолютная интенсивность рэлеевского рассеяния в калибровочных многомодовых световодах может быть определена путем независимого измерения коэффициента рэлеевского рассеяния методом « λ^{-4} -анализа» по спектру оптических потерь в световоде [12], а также на основе известных коэффициентов рэлеевского рассеяния для материала сердцевинки [13]. Использованный метод позво-

ляет провести калибровку чувствительности установки и обеспечить определение величины полных потерь на рассеяние в исследуемых световодах с точностью 5%–7%.

2.2. Исследуемые волоконные световоды

Проведенные нами исследования показали [4, 5], что основными источниками аномального рассеяния являются область границы сердцевина–оболочка и область центрального провала в профиле показателя преломления. Для исследования рассеяния, возникающего в области границы сердцевина–оболочка, использовались две заготовки волоконных световодов, в которых центральный провал был устранен на этапе изготовления. Сердцевины заготовок, легированные оксидом германия, имели ступенчатый профиль показателя преломления (ППП). Разность показателей преломления сердцевины и оболочки Δn для заготовки Ge303 составляла 0.035, а для заготовки Ge304 она была равна 0.040. Световоды вытягивались из данных заготовок при различных условиях. Результаты работы [4] позволяют утверждать, что аномальное рассеяние в данных световодах возникает именно в области границы сердцевина–оболочка. Во всех световодах уровень аномального рассеяния под малыми углами (см., напр., рис. 4,а) на два порядка превышал уровень рэлеевского рассеяния, а полные оптические потери, обусловленные аномальным рассеянием, на порядок превышали потери за счет рэлеевского рассеяния.

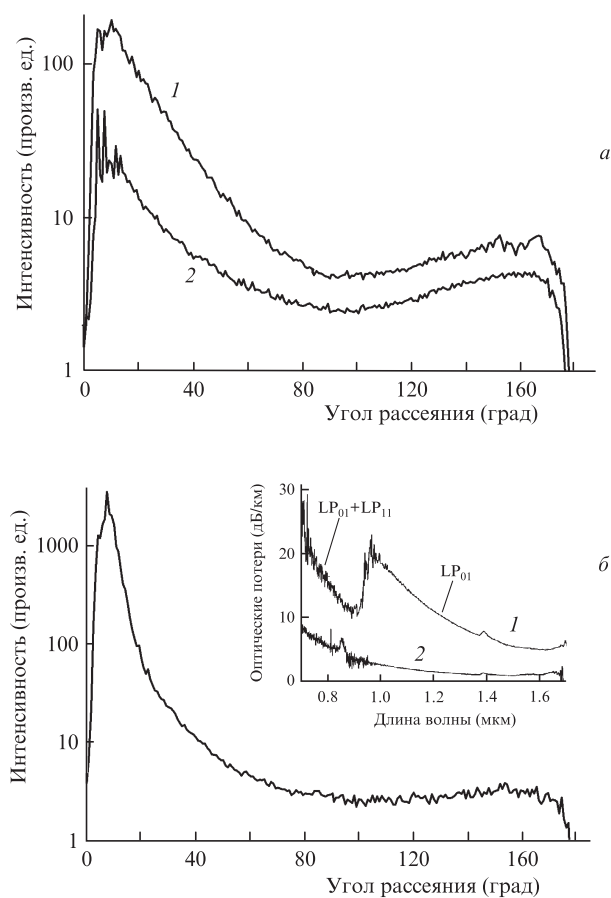


Рис.4. Индикатрисы рассеяния излучения световодов Ge303sm (1) и Ge303mm (2) (а) и световода P926 (б). На вставке: спектр оптических потерь световода P926 (1) и спектр аналогичного световода с устраненным центральным провалом (2).

Для исследования рассеяния, возникающего в области центрального провала ППП, были изготовлены несколько световодов с повышенным уровнем рассеяния в данной области. Следует отметить, что такое рассеяние у обычных высоколегированных световодов сравнительно мало. Так, например, полное устранение центрального провала в световодах, содержащих 30 мол.% GeO_2 , снижает оптические потери на 30% [14]. Поэтому у таких световодов не удается выделить индикатрису рассеяния, обусловленную именно центральным провалом, т.к. интенсивность рассеяния из области границы сердцевина–оболочка в два раза выше. В связи с этим на этапе изготовления заготовок мы изменили режимы схлопывания, что привело к изменению области центрального провала ППП. Таким методом была изготовлена заготовка фосфоросиликатного световода P926, ППП которого показан на вставке к рис.6,б.

Анализ спектра оптических потерь в световоде P926, показал существенное (в два раза) увеличение оптических потерь при переходе из маломодового режима работы в одномодовый (см. вставку на рис.4,б, кривая 1). Для сравнения там же (кривая 2) приведен спектр оптических потерь аналогичного фосфоросиликатного световода с устраненным центральным провалом ППП. Видно, что оптические потери основной моды LP_{01} существенно выше потерь моды LP_{11} . Так как доля мощности, распространяющейся в области границы сердцевина–оболочка, выше у моды LP_{11} , то очевидно, что источником избыточных потерь служит область центрального провала ППП, где интенсивность второй моды близка к нулю. По величине скачка потерь при переходе в одномодовый режим можно установить, что характерный размер области центрального провала, вносящего избыточные потери, составляет $\sim 10\%$ диаметра сердцевины. Измерения индикатрисы (см. рис.4,б) показали, что 65% полных оптических потерь в изготовленном световоде обусловлены именно аномальным рассеянием (кроме того, 10% приходится на рэлеевское рассеяние и 25% – на поглощение). Таким образом, нам впервые удалось выделить индикатрису рассеяния, возникающего именно в области центрального провала. Мы предполагаем, что наблюдаемое интенсивное рассеяние может быть связано с образованием воздушного микрокапилляра в центральной области в процессе схлопывания заготовки, однако обнаружить его с помощью оптического и электронного микроскопов нам не удалось.

3. Измерение коэффициента рэлеевского рассеяния

У исходной заготовки, изготовленной методом MCVD, отношение внешнего диаметра к диаметру сердцевины составляет около 8. Световод, вытянутый из такой заготовки, будет многомодовым. Для получения высоколегированного одномодового световода указанное соотношение должно быть около 50, для чего последовательно проводились три перетяжки исходной заготовки со сплавлением ее с кварцевой трубкой большего диаметра.

На рис.4,а показаны индикатрисы рассеяния излучения одномодового световода Ge303sm (кривая 1) с увеличенным рассеянием на границе сердцевина–оболочка, а также многомодового световода Ge303mm (кривая 2), изготовленного из исходной заготовки. Видно, что индикатриса рассеяния состоит из двух частей: из части, обу-

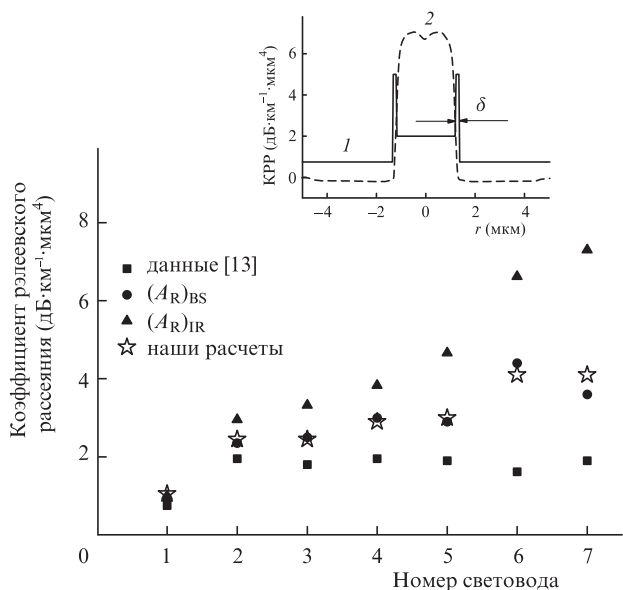


Рис.5. Коэффициенты рэлеевского рассеяния, измеренные различными методами. На вставке: радиальные распределения КРР (1) и ППП по сечению световода (2).

словенной аномальным рассеянием, доминирующим в диапазоне углов 0–60°, и части, связанной с рэлеевским рассеянием, доминирующим при рассеянии назад (90°–180°). Видно также, что уровень рэлеевского рассеяния в одномодовом световоде существенно выше, чем в многомодовом, хотя доля мощности излучения, распространяющегося в легированной оксидом германия сердцевине, в одномодовом световоде меньше. Измеренный по индикатрисе коэффициент рэлеевского рассеяния (КРР) для многомодового световода оказался равным КРР для германосиликатного стекла при данном уровне легирования [13]. КРР одномодового световода, измеренный по индикатрисе, на 100% превышал КРР, указанный в [13].

Для исследования обнаруженного эффекта мы провели измерения КРР методом обратного рассеяния [15] для семи одномодовых световодов (рис.5). Световод №1 – это фосфоросиликатный световод ($\Delta n \approx 0.012$) с низким уровнем аномального рассеяния. Остальным номерам соответствуют высоколегированные ($\Delta n \approx 0.035 - 0.040$) германосиликатные световоды со ступенчатым ППП. Световод №4 имеет центральный провал в ППП. Разброс значений КРР, измеренных методом обратного рассеяния, обусловлен в основном различием режимов изготовления световодов. На этом же рисунке приведены значения КРР, определенные по индикатрисе рассеяния, а также полученные по литературным данным для легированного кварцевого стекла [13]. Во всех исследуемых световодах, в которых при измерении индикатрисы обнаружен повышенный уровень рэлеевского рассеяния, КРР, измеренный методом обратного рассеяния, также оказывается выше КРР в стекле соответствующего состава. При этом различие КРР, измеренных при помощи указанных методов, в некоторых случаях достигало двух раз.

Для точного описания рэлеевского рассеяния необходимо использовать функцию $A_R(r)$, описывающую радиальную зависимость КРР. В соответствии с работой [12] величина КРР при измерении методом обратного рассеяния усредняется по четвертой степени поля в световоде:

$$(A_R)_{BS} = \frac{\int_0^\infty A_R(r)\psi_n^4(r)rdr}{\int_0^\infty \psi_n^4(r)rdr}, \tag{2}$$

где ψ_n – нормированное к единице распределение ближнего поля в световоде. При измерении КРР по индикатрисе рассеяния усреднение происходит по квадрату поля:

$$(A_R)_{IS} = \frac{\int_0^\infty A_R(r)\psi_n^2(r)rdr}{\int_0^\infty \psi_n^2(r)rdr}. \tag{3}$$

Исследуемые световоды обладали повышенным аномальным рассеянием на границе сердцевина–оболочка. Именно здесь, по нашему мнению, следует искать источник повышенного рэлеевского рассеяния. На вставке к рис.5 показаны предполагаемое распределение КРР для данного случая (кривая 1) и распределение показателя преломления в сердцевине световода (кривая 2). Наилучшее совпадение рассчитанных по формулам (2) и (3) значений КРР было получено в предположении, что кольцевая область повышенного рэлеевского рассеяния лежит на границе сердцевина–оболочка. Считая, что ее ширина δ существенно меньше радиуса сердцевины, а также используя значения КРР для германосиликатного стекла [13], из формул (2) и (3) для световода Ge303sm (№3 на рис.5) имеем

$$(A_R)_{BS} = 1.73 + 0.15B, \tag{4}$$

$$(A_R)_{IS} = 1.50 + 0.36B, \tag{5}$$

где B – произведение среднего значения КРР в области границы сердцевина–оболочка $\langle A \rangle$ на ширину области δ (см.рис.5). Исключив B из обоих уравнений, получим выражение, которое связывает КРР, измеренные обоими методами:

$$(A_R)_{BS} = 1.10 + 0.42(A_R)_{IS}. \tag{6}$$

Измеренный по индикатрисе рассеяния в световоде Ge303sm коэффициент рэлеевского рассеяния $(A_R)_{IS} = 3.2$ дБ·км⁻¹·μм⁴. Подставив это значение в уравнение (6), получим $(A_R)_{BS} = 2.45$ дБ·км⁻¹·μм⁴, что хорошо согласуется с экспериментальным значением (2.5 дБ·км⁻¹·μм⁴). Результаты расчетов для использованного приближения показаны на рис.5 звездочками и полностью объясняют наблюдаемый эффект. Отметим, что численные значения коэффициентов в формуле (6) для разных световодов будут несколько различаться.

Повышенное рэлеевское рассеяние на границе сердцевина–оболочка обнаружено впервые. Природа такого рассеяния, по нашим предположениям, может быть следующей. В процессе изготовления заготовки осаждаемые частицы имеют средний размер ~120 нм [16]. Можно ожидать, что граница сердцевина–оболочка, являющаяся границей раздела стекол разного состава, будет не ровной, а шероховатой, с характерным размером шероховатостей порядка размера осаждаемых частиц. Поэтому вследствие большого скачка показателя преломления на границе сердцевина–оболочка можно ожидать интенсивного рэлеевского рассеяния на границе. Интересно отметить, что по отдельности ни один из вышеописанных ме-

тодов определения КРР не позволяет точно описать рэлееское рассеяние в высоколегированных световодах со ступенчатым профилем показателя преломления. Лишь одновременное использование обоих методов позволяет определить интенсивность рэлееского рассеяния в сердцевине световода, а также его вклад на границе сердцевина–оболочка.

4. Индикатрисы аномального рассеяния

Индикатрисы аномального рассеяния, полученные вычитанием вклада рэлееского рассеяния из полной индикатрисы, для случаев рассеяния на границе сердцевина–оболочка и в области центрального провала ППП представлены на рис.6. Необходимо отметить, что поскольку формы индикатрис исследуемых световодов с увеличенным рассеянием на границе сердцевина–оболочка существенно не различались, мы остановились на индикатрисе световода Ge303sm. В отличие от работ [5, 6, 17], посвященных исследованию аномального рассеяния, нам удалось измерить индикатрисы в широком диапазоне углов, в котором изменение интенсивности рассеяния достигает почти двух порядков. Несомненный интерес представляет возможность описать измеренные индикатрисы с помощью разработанных к настоящему моменту моделей аномального рассеяния.

Наилучшего совпадения расчетных и экспериментальных результатов удалось добиться при использовании модели рассеяния излучения на пространственных флуктуациях границы сердцевина–оболочка, распределенных случайным образом [18]. В рамках данной модели была получена формула для интенсивности рассеянного излучения:

$$I(\varphi) = \frac{k^4 \sigma^2 a^2 \Delta^4}{2\pi^3} \left(\frac{ncE_a^2}{8\pi} \right) (1 + \cos^2 \varphi) T(\varphi) \times \int_0^{L_0} (L_0 - u) R_{\text{cor}}(u) \cos[ku(\cos \varphi - 1)] du \times \int_0^{\pi\sqrt{2}} dw \int_0^w S_{\text{cor}}(\theta) \cos\left(2ka \sin \varphi \sin \frac{w}{\sqrt{2}} \sin \frac{\theta}{\sqrt{2}}\right) d\theta, \quad (7)$$

где k – волновое число в сердцевине; σ – среднеквадратическая амплитуда флуктуаций; a – радиус сердцевины; $\Delta = \Delta n/n$ – относительный показатель преломления сердцевины световода; E_a – величина электрического поля на границе сердцевина–оболочка; L_0 – длина участка световода, с которого собирается рассеянное излучение; $T(\varphi)$ – фактор, учитывающий долю захваченного сердцевинной излучения; $R_{\text{cor}}(u)$, $S_{\text{cor}}(\theta)$ – нормализованные автокорреляционные функции отклонения границы в осевом и азимутальном направлениях.

В качестве автокорреляционных функций в [18] были выбраны гауссовы функции:

$$R_{\text{cor}}(u) = \exp(-u^2 / L_{\text{cor}}^2), \quad (8)$$

$$S_{\text{cor}}(\theta) = \exp(-\theta^2 / V_{\text{cor}}^2), \quad (9)$$

что соответствует простому стохастическому случайному процессу, в котором отсутствует периодическая составляющая.

На рис.6,а показана индикатриса рассеяния (кривая 2), рассчитанная по формулам (7)–(9) с параметрами L_{cor} и V_{cor} , выбранными для достижения наилучшего соответствия с экспериментальными данными. Видно, что удается лишь приблизительно воспроизвести угловую ширину индикатрисы и скорость спада. Однако форма индикатрисы расчетной кривой не описывается, что особенно хорошо видно при уменьшении интенсивности рассеяния в 10–100 раз (при больших углах). Описать индикатрису, обусловленную рассеянием в области центрального провала ППП (рис.6,б), при помощи полученных в работе [18] формул не удалось. Измеренная индикатриса имеет максимум при углах рассеяния около 10° и не совпадает с расчетной кривой ни при каком подборе параметров L_{cor} и V_{cor} (метод расчета данной индикатрисы описан ниже).

Неудовлетворительная аппроксимация экспериментальных индикатрис формулами (7)–(9) связана, по всей видимости, с тем, что функции корреляции (8), (9) выбраны для случая наиболее простого стохастического процесса и, следовательно, не привязаны к реальному физическому механизму появления неоднородностей на границе сердцевина–оболочка и в области центрального провала.

Для расчета формы индикатрисы с помощью механизма капиллярных волн мы использовали результаты

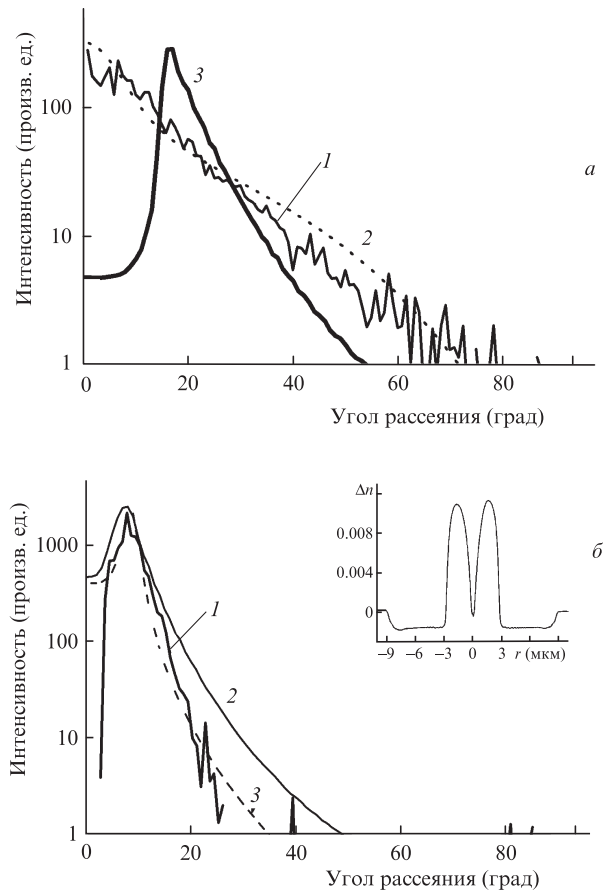


Рис.6. Индикатрисы аномального рассеяния на границе сердцевина–оболочка (а) и в области центрального провала (б); а: эксперимент (1), расчет по формулам (7)–(9) при $L_{\text{cor}} = 0.5$ мкм, $V_{\text{cor}} = 0.6$ рад, $a = 1.3$ мкм (2) и расчет с помощью модели температурных волн (3); б: эксперимент (1), расчет с помощью модели температурных волн (2), а также модели гидродинамической неустойчивости (3) (в формуле (10) $\alpha = 0.025$ мкм⁻¹, $\beta = 0.1$ мкм⁻¹). На вставке: ППП световода P926.

работы [11]. Модель капиллярных волн, рассмотренная в данной работе, дает, что их амплитуда является функцией их пространственной частоты ω . В [11] показано, что спектральная плотность амплитуды ζ колебаний обратно пропорциональна пространственной частоте колебаний ω . Максимальное значение ζ определяется граничной частотой колебаний ω_0 .

Известная зависимость $\zeta(\omega)$ позволяет с помощью обратного преобразования Фурье получить характерный вид зависимости отклонения от продольной координаты вдоль поверхности границы сердцевина–оболочка и построить автокорреляционные функции. Подставляя полученные функции в уравнение (7), мы можем рассчитать форму индикатрисы рассеяния как функцию граничной частоты ω_0 , что и было проделано в настоящей работе.

Индикатриса, рассчитанная с помощью данной методики и по форме наиболее близкая к измеренной индикатрисе рассеяния на границе сердцевина–оболочка, показана на рис.6.а (кривая 3). Видно, что совпадение расчетной и измеренной индикатрис еще хуже, чем при использовании стохастических вариаций, предложенных в работе [18]. Для случая рассеяния в области центрального провала (рис.6.б) данная методика дает несколько лучшие результаты (рис.6.б), но расчетная зависимость (кривая 2) имеет большую полуширину, чем экспериментальная (кривая 1).

При использовании модели гидродинамической неустойчивости очевидно, что необходимо отдельно рассматривать случай рассеяния на границе сердцевина–оболочка и рассеяния в области центрального провала. Действительно, в первом случае мы имеем дело с течением вязкого стекла кварцевой трубы, внутри которого содержится легированное стекло с более низкой вязкостью. Данная задача в целом аналогична задаче о неустойчивости растягивающейся струи вязкой жидкости [9], с той лишь разницей, что здесь неустойчивость развивается на внешней поверхности струи, тогда как нас интересуют поперечные вариации границы, возникающие на внутренней поверхности растягивающейся вязкой цилиндрической струи. В общем случае решение такой задачи достаточно сложно, особенно с учетом переменной вязкости (вследствие изменения температуры стекла в процессе прохождения зоны нагрева), и не является целью настоящей работы. Это делает проблематичным прямое сравнение рассчитанной и измеренной индикатрис для рассеяния на границе сердцевина–оболочка.

Во втором случае мы имеем дело с задачей о вариациях положения и формы достаточно вязкого центрального провала в менее вязкой жидкости (стекло, образующее сердцевину). В предельном случае очень большой вязкости стекла в области центрального провала и очень малой вязкости стекла сердцевины такую задачу можно рассматривать как исследование вариаций положения нити (центрального провала) в вязкой жидкости. Логично ожидать, что такие вариации будут иметь вид затухающих гармонических колебаний:

$$\eta \sim e^{-\alpha z} \cos(\beta z), \quad (10)$$

где z – координата вдоль световода; α и β – некие константы. Формула (10) позволяет рассчитать корреляционную функцию и индикатрису рассеяния. Соответствующий подбор констант α и β позволяет описать малоугловую часть индикатрисы аномального рассеяния в световоде

P926 (рис.6.б, кривая 3). Таким образом, предположение о вариациях положения центрального провала вследствие гидродинамической неустойчивости оказывается справедливым.

5. Обсуждение результатов

Измерения модельных световодов позволили выделить два типа аномального рассеяния, индикатрисы которых значительно различаются: рассеяние на границе сердцевина–оболочка и рассеяние в области центрального провала ППП. Предположение об аномальном рассеянии на капиллярных волнах на границе раздела жидкостей разной вязкости не согласуется с экспериментом, т.к. не позволяет описать форму наблюдаемых индикатрис. Однако наблюдаемое различие между измеренными и расчетными индикатрисами не может рассматриваться как абсолютный аргумент против механизма рассеяния на капиллярных волнах. Действительно, зависимость спектральной плотности колебаний от пространственной частоты в работе [11] была получена для случая границы стекло–воздух, а не границы раздела двух стекол разного состава, а кроме того, граничная частота низкочастотных пространственных колебаний ω_0 также нуждается в уточнении.

В то же время нами показано, что рассеяние в области центрального провала может быть описано в рамках гидродинамической модели как колебания нити (центральный провал, образованный слаболегированным стеклом с высокой вязкостью) в окружающей менее вязкой жидкости (расплавленное стекло сердцевины). Сложнее обстоит ситуация с рассеянием, возникающим в области границы сердцевина–оболочка. С одной стороны, хорошо известно, что течение удлиняющейся вязкой струи, как однородной, так и содержащей границу раздела жидкостей разной вязкости, является неустойчивым [9, 19]. С другой стороны, получаемые уравнения достаточно сложны и с учетом переменной вязкости потока (вследствие изменения температуры по мере прохождения зоны нагрева) не позволяют в рамках настоящей работы рассчитывать форму индикатрисы и сравнить ее с экспериментально полученной.

В целом маловероятно, что аномальное рассеяние, возникающее в области центрального провала и на границе сердцевина–оболочка, обусловлено принципиально разными механизмами. С учетом приведенных выше аргументов можно заключить, что наиболее вероятным механизмом появления рассеивающих центров является гидродинамическая неустойчивость границ раздела стекол разного состава в процессе вытяжки световода. Стоит вспомнить об обнаруженном рэлеевском рассеянии на границе сердцевина–оболочка. Его источником являются шероховатости границы сердцевина–оболочка, возникающие, по всей вероятности, еще в процессе изготовления заготовки вследствие конечности размера осаждаемых частиц. Возможно, именно такие неоднородности являются теми затравками, из которых в процессе вытяжки развиваются неоднородности границы, приводящие к аномальному рассеянию. В пользу этого предположения говорит следующий факт. Солегиrowание сердцевины световода фтором при помощи фреона уменьшает оптические потери на аномальное рассеяние в высоколегированных германосиликатных световодах со ступенчатым ППП, тогда как использование SiF₄ для введения тех же

концентраций фтора – нет [16]. Как показали наши исследования, в первом случае фреон химически взаимодействует с осаждаемыми частицами, уменьшая их размер и, соответственно, размер флуктуаций границы сердцевина–оболочка, а во втором размер осаждаемых частиц остается неизменным [16].

6. Заключение

Разработана новая методика измерения индикатрисы рассеяния с использованием образцов волоконных световодов с повышенным рассеянием в области границы сердцевина–оболочка и в области центрального провала, что впервые позволило с высокой точностью измерить индикатрису рассеяния в данных областях.

Впервые обнаружено рэлеевское рассеяние на границе сердцевина–оболочка в световодах со ступенчатым профилем показателя преломления и объяснено различие в КРР, измеренных разными способами (по индикатрисе рассеяния и методом обратного рассеяния).

Анализ возможных механизмов появления рассеивающих неоднородностей в области границы сердцевина–оболочка и в области центрального провала ППП показал, что модель возникновения капиллярных волн на границе раздела жидкостей разного состава не позволяет описать наблюдаемые формы индикатрисы рассеяния, тогда как предположение о гидродинамической неустойчивости течения вязкой жидкости дало возможность описать индикатрису рассеяния в области центрального провала.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 10-02-01334-а).

1. Sudo S., Itoh H. *Opt. Quantum Electron.*, **22**, 187 (1990).
2. Solodyankin M.A., Guryanov A.N., Kazantseva N.A., Khopin V.F., Bubnov M.M., Likhachev M.E., Dianov E.M. *Laser Phys. Lett.*, **2**, 190 (2005).
3. Kravtsov K.S., Prucnal P.R., Bubnov M.M. *Opt. Express*, **15**, 13114 (2007).
4. Лихачев М.Е., Бубнов М.М., Семенов С.Л., Хопин В.Ф., Салганский М.Ю., Гурьянов А.Н., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **34**, 241 (2004).
5. Лихачев М.Е., Бубнов М.М., Семенов С.Л., Хопин В.Ф., Салганский М.Ю., Гурьянов А.Н., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **36**, 464 (2006).
6. Rawson E. *Appl. Opt.*, **11**, 2477 (1972).
7. Rawson E. *Appl. Opt.*, **13**, 2370 (1974).
8. Frankel I., Weihs D. *J. Fluid Mech.*, **185**, 361 (1987).
9. Чесноков Ю.Г. *ЖПМТФ*, **42**, 56 (2001).
10. Biriukov A.S., Dianov E.M., Kurkov A.S., Khitun A.G., Devyatykh G.G., Gur'yanov A.N., Gusovskii D.D., Kobis S.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3211**, 309 (1998).
11. Russell P.St. J., Knight J. C., Birks T. A., Roberts P. J., Couny F., Sabert H., Mangan B. J., Williams D. P., Farr L., Mason M. W., Tomlinson A. *Opt. Express*, **13**, 236 (2005).
12. Лихачев М.Е., Семенов С.Л., Хопин В.Ф., Салганский М.Ю., Зеньковский Г.В., Бубнов М.М. *Электронный журнал «Исследовано в России»*, **8**, 67 (2005). <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2005/008.pdf>.
13. Shibata N., Kawachi M., Edahiro T. *Trans. IECE Jpn*, **E63**, 837 (1980).
14. Bubnov M.M., Semjonov S.L., Likhachev M.E., Dianov E.M., et al. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **16** (8), 1870 (2004).
15. Hartog A.H., Gold M.P. *J. Lightwave Technol.*, **LT-2**, 76 (1984).
16. Бубнов М.М., Гурьянов А.Н., Дианов Е.М., Кеткова Л.А., Лихачев М.Е., Салганский М.Ю., Хопин В.Ф. *Неорганические материалы*, **46**, 626 (2010).
17. Lines M.E., Reed W.A., DiGiovanni D.J., Hamblin J.R. *Electron. Lett.*, **35**, 1009 (1999).
18. Mazunder P., Logunov S., Raghavan S. *J. Appl. Phys.*, **96**, 4042 (2004).
19. Grant M., Desai C.R. *Phys. Rev. A*, **27**, 2577 (1983).