

Определение профиля спектра рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в оптических волокнах различных видов

И. В. Богачков

В статье приведены результаты исследований частотных характеристик рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в одномодовых оптических волокнах. Рассмотрена методика получения характеристик распределения оптических и акустических мод в одномодовых оптических волокнах. Представлен порядок определения профиля спектра рассеяния Мандельштама–Бриллюэна при известной структуре волокна. Приведены профили спектра рассеяния Мандельштама–Бриллюэна одномодовых оптических волокон, полученные при экспериментальных исследованиях.

Ключевые слова: одномодовое оптическое волокно, структура сердечника волокна, акустическая мода, ранняя диагностика состояния волокон, бриллюэновская рефлектометрия, профиль спектра рассеяния Мандельштама–Бриллюэна.

1. Введение

Важной задачей ранней диагностики физического состояния оптических волокон (ОВ) является своевременное обнаружение и устранение механически напряжённых участков в ОВ, находящихся в проложенных оптических кабелях (ОК) действующих волоконно-оптических систем передачи [1].

Для обнаружения таких участков ОВ применяется метод бриллюэновской рефлектометрии, в основу которого положены регистрация и последующий анализ спектра рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (РМБ) в ОВ. В результате по главному максимуму спектра РМБ (СРМБ) определяется бриллюэновский сдвиг частоты (БСЧ – f_B), зависящий от продольного натяжения и температуры ОВ [2–5]. В настоящее время существует множество разновидностей ОВ, каждая из которых оптимизирована для решения определённых задач. Классификация конкретного типа ОВ в ОК является актуальной задачей [6–8].

2. Сведения из теории

Структура современных ОВ различных видов может состоять из нескольких слоёв (рис. 1, a_i – радиус соответствующего i -го слоя), физические характеристики которых различны.

При анализе РМБ в ОВ необходимо учитывать свойства акустических мод ОВ, которые определяют характер распространения гиперзвуковых волн в ОВ [6–8].

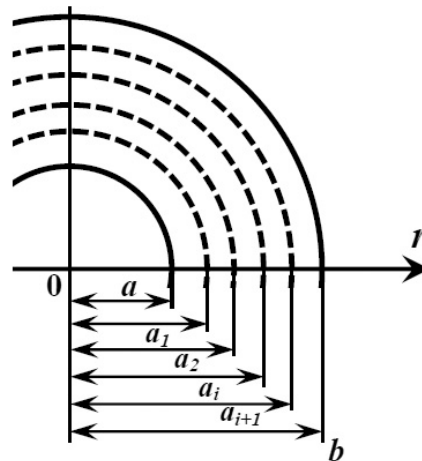


Рис. 1. Структура многослойного ОВ

На профиль СРМБ (и, соответственно, на характеристики РМБ) влияет функциональная зависимость профиля акустических мод и их продольная направленность, зависящие от структуры слоёв ОВ, а также от разновидностей и концентрации различных легирующих добавок сердцевины ОВ.

На рис. 2 представлены структуры профилей показателей преломления многослойных ОВ, характерные для разновидностей ОВ со смещённой дисперсией (DSF – рекомендация G.653 МСЭ–Т, ОВ с ненулевой смещённой дисперсией – NZDSF G.655).

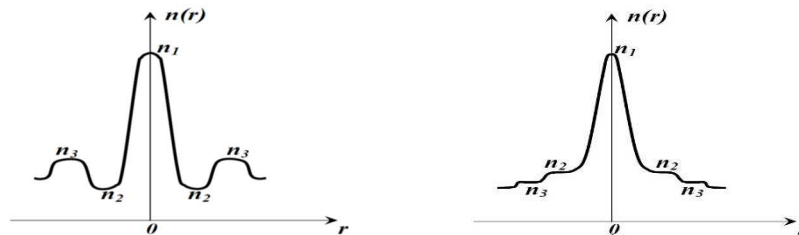


Рис. 2. Зависимости $n(r)$ для поперечного сечения DSF (G.653) и NZDSF (G.655)

Для описания процесса РМБ с высокой точностью необходимо учитывать пространственное распределение и взаимодействие одной оптической (в одномодовых ОВ) и нескольких акустических мод.

Акустические моды принципиально отличаются от оптических не только другими частотами, затуханием и скоростью распространения волн, но и тем, что для них условия полного отражения на границе раздела «сердечник – оболочка», обязательные для оптических мод, не действуют. В результате акустические моды не имеют существенных препятствий для проникновения из сердцевины в оболочку [5–8].

При более сложной структуре ОВ необходимо, кроме продольных акустических мод, учитывать также и радиальные. Скорость гипер акустической волны (v_A) в определённом слое можно вычислить по следующей формуле:

$$v_A(r) = 5.944(8.8 - 7.8n(r) / n_{об}), \text{ [км/с]} \quad (1)$$

где $n_{об} = \sqrt{\epsilon_{об}}$ – показатель преломления оболочки ОВ [5, 6].

В зависимости от разновидностей и концентрации легирующих добавок возможно изменять характеристики сердечника ОВ в определённых пределах, что отразится на величине БСЧ (f_B) и профиле СРМБ [9]. Так как структура различных разновидностей ОВ может иметь несколько слоёв с различными оптическими и акустическими характеристиками, то БСЧ следует определять для «эффективных» величин по следующей формуле:

$$f_B = 2f_L v_{Aэфф} n_{эфф} / c = 2v_{Aэфф} n_{эфф} / \lambda_L, \quad (2)$$

где $v_{Aэфф}$ – эффективная скорость гипер акустической волны, а $n_{эфф}$ – эффективный показатель преломления среды, f_L – частота излучающего лазера (λ_L – длина волны), c – скорость света в вакууме [1–4].

При изменениях концентраций GeO_2 (от 0 до 20 %) и F (от 0 до 10 %) можно варьировать значениями начального уровня БСЧ (f_{B0}) от 11.2 ГГц до 8.0 ГГц [2, 4, 7, 10, 12].

Исследования влияния распространенных легирующих добавок в структуру ОВ на оптические и акустические параметры, связанные с характеристиками РМБ, показали следующее. Существуют добавки, которые с ростом концентрации повышают как оптический показатель преломления, так и акустический (при этом скорости распространения волн уменьшаются). Такими являются GeO_2 , P_2O_5 , TiO_2 и т.п. [2, 4, 9–19].

Другие легирующие добавки повышают оптический показатель преломления, но снижают акустический. К таким относятся Y_2O_3 и Al_2O_3 [7].

Третьи легирующие добавки понижают оптический показатель преломления, но повышают акустический. Таковыми являются B_2O_3 и F [2, 12].

Комбинируя слои сердечника различной толщины и различные по составу, можно в широких пределах изменять характеристики РМБ.

При заданной структуре ОВ можно определить структуру и характеристики акустических мод, что в итоге позволит определить характеристики РМБ.

3. Постановка задачи

С целью получения частотных характеристик РМБ (профилей СРМБ) в одномодовых оптических волокнах необходимо определить зависимости акустических мод от структуры ОВ, оценить эффективность акустооптического взаимодействия и вклад акустических мод в формирование итогового СРМБ ОВ.

4. Определение радиального распределения акустических мод

Волновые процессы изменений плотности среды распространения с учётом существования различных акустических мод в ОВ следует искать в таком виде:

$$\rho(r, \varphi, z, t) = 0.5 \sum_{m=1}^M \xi_m(r, \varphi) \rho_m(z, t) e^{i(\omega_A t - k_A z)}, \quad (3)$$

где M – число учитываемых акустических мод, m – порядок акустической моды, $\rho_m(z, t)$ – продольное изменение ρ акустической моды порядка m , $\xi_m(r, \varphi)$ – распределение амплитуды акустической моды по поперечному сечению, ω_A – циклическая частота, а k_A – волновое число акустической волны [5, 17].

В ОВ может существовать множество акустических мод, которые распространяются вдоль световода [5, 8, 7, 15–19]. В одномодовых ОВ основная оптическая мода (HE_{11} или (в другой трактовке) LP_{01}) рассеивается в обратном направлении только аксиально симметричными акустическими модами [8, 11, 15–19]. Для одномодовых ОВ при описании процесса РМБ необходимо учитывать пространственное распределение и взаимодействие одной (основной) оптической и нескольких акустических мод [7, 8].

Осевая симметрия распределения основной оптической моды и её взаимодействие с акустическими модами позволяет исключить из анализа значительное количество разновидностей акустических мод. В дальнейшем предполагается, что можно исключить зависимость распределения акустических мод от φ ($\xi_m(r, \varphi) \rightarrow \xi_m(r)$). Из исследованных волокон данное утверждение нельзя применить только к ОВ с отсутствием осевой симметрии, например, к ОВ с сохранением состояния поляризации, таким как «Panda» [2, 4, 8]. Также особый интерес представляет изгиб ОВ, т.к. в этом случае также происходит смещение луча по оси ОВ, а значит, и асимметрия распространения [3].

Для оценки особенностей акустического режима при заданной функции показателя преломления $n(r)$ необходимо решить систему волновых уравнений [5, 9] для профиля акустической моды m -го порядка $\xi_m(r)$:

$$\frac{\partial^2 \xi_m(r)}{\partial r^2} + \frac{\partial \xi_m(r)}{r \partial r} + \left(\frac{\omega_{Am}^2}{v_A^2(r)} - k_A^2 \right) \xi_m(r) = 0. \quad (4)$$

Коэффициент рассеяния на единицу длины световода (g_{Am}) для акустической моды m -го порядка можно определить по следующей формуле:

$$g_{Am} = p_{12} \omega_L \beta_m \int_0^b \rho_m(z, r) \xi_m(r) F^2(r) r dr, \quad (5)$$

где p_{12} – продольный акустооптический коэффициент ($p_{12} \approx 0.27$) [5, 9, 14], $\omega_L = 2\pi f_L = 2\pi c / \lambda_L$ – циклическая частота излучаемого лазером света, β_m – фазовый коэффициент для акустической моды m -го порядка, b – радиус оболочки ОВ (так как акустические моды не ограничиваются сердечником ОВ, следует учесть и акустические моды, проникающие в оболочку) [9].

Поведение оптической моды можно описать волновым уравнением [9]:

$$\frac{\partial^2 F(r)}{\partial r^2} + \frac{\partial F(r)}{r \partial r} + \left(\frac{\omega_L^2 n(r)}{c^2} - \beta_L^2 \right) F(r) = 0. \quad (6)$$

Для основной оптической моды $F(r)$ при наиболее популярной двухступенчатой структуре профиля $n(r)$ можно определить по формуле [10]

$$F(r) = \begin{cases} C_0 J_0(ur) & \text{при } r \leq a, \\ C_0 J_0(au) K_0(wr) / K_0(aw) & \text{при } a < r < b, \end{cases} \quad (7)$$

где $u = \sqrt{(n_1^2 \omega_L^2 / c^2 - \beta^2)}$, $w = \sqrt{(\beta^2 - n_{o0}^2 \omega_L^2 / c^2)}$, J_0 и N_0 – обыкновенные функции Бесселя соответственно первого и второго (Неймана) рода нулевого порядка, I_0 и K_0 – модифицированные функции Бесселя первого (Инфельда) и второго (Макдональда) рода нулевого порядка соответственно, C_i – некоторые константы.

При нескольких (N) слоях в структуре профиля $n(r)$ более сложных ОВ следует вычислять $F(r)$ по следующей формуле:

$$F(r) = \begin{cases} C_0 J_0(u_1 r) & \text{при } r \leq a_1, \\ C_{j1} J_0(u_j r) + C_{j2} N_0(u_j r) & \text{при } a_{j-1} < r \leq a_j, \\ C_0 J_0(a_{N-1} u_j) K_0(wr) / K_0(a_{N-1} w) & \text{при } a_{N-1} < r < a_N = b, \end{cases} \quad (8)$$

где $u_j = \sqrt{(n_j^2 \omega_L^2 / c^2 - \beta^2)}$, a, j изменяется от 2 до $N-1$, при этом значение u_j может стать комплексным.

Если структура ОВ содержит N слоёв (рис. 1), то продольная скорость гипер акустической волны v_{Az} может существенно отличаться в каждом слое (v_{Azj}) (a_j – радиус соответствующего j -го слоя, $b = a_N$):

$$v_{Az} = \begin{cases} v_{Az1} & \text{при } r \leq a_1, \\ v_{Azj} & \text{при } a_{j-1} < r \leq a_j, \\ v_{AzN} & \text{при } a_{N-1} < r \leq b. \end{cases} \quad (9)$$

Аналогично можно записать для скоростей поперечных составляющих гипер акустических волн (при осевой симметрии – только радиальных) v_{Ar} :

$$v_{Ar} = \begin{cases} v_{Ar1} & \text{при } r \leq a_1, \\ v_{Arj} & \text{при } a_{j-1} < r \leq a_j, \\ v_{ArN} & \text{при } a_{N-1} < r \leq b. \end{cases} \quad (10)$$

Скорости акустических мод в j -м слое связаны с характеристиками среды следующими формулами (λ_j и μ_j – коэффициенты Ламе) [12]:

$$v_{Azj} = \sqrt{(\lambda_j + 2\mu_j) / \rho_j}, \quad v_{Arj} = \sqrt{\mu_j / \rho_j}. \quad (11)$$

Компоненты волнового вектора смещения в ОВ при осевой симметрии можно записать в следующей форме [12]:

$$\begin{aligned} u_z &= -ik_A U_z(r) \exp(i(\omega_A t - k_A z)), \quad u_\varphi = 0, \\ u_r &= \frac{dU_z(r)}{dr} \exp(i(\omega_A t - k_A z)) = U_r(r) \exp(i(\omega_A t - k_A z)). \end{aligned} \quad (12)$$

Если акустические волны концентрируются преимущественно в сердечнике ОБ, в этом случае скорость гипер акустической волны в оболочке выше по сравнению с сердечником, и такие световоды называют звуководами.

Соотношение акустических скоростей $n_{Aj} = v_{Aj} / v_{Aj+1}$ определяет акустический показатель преломления на j -ой границе раздела слоёв ОБ.

Если акустические волны существенно проникают из сердечника в оболочку, то такие ОБ называют «антизвуководами», и в них скорость гипер акустической волны в сердечнике выше по сравнению с оболочкой.

В случае звуковода ($v_{Az1} < v_{Azj} < v_{Azj+1} < \dots < v_{AzN}$, $v_{Ar1} < v_{Arj} < \dots < v_{ArN}$) с учетом формул, приведённых в работах [11, 12, 15–19], были получены следующие соотношения.

Если $v_{Az1} < v_A < v_{Az2} < v_{Azj} \dots < v_{AzN}$, то компоненты вектора смещения определяются следующими выражениями :

$$U_z(r) = \begin{cases} C_1 J_0(h_1 r) + D_1 J_0(k_1 r) & \text{при } r \leq a_1, \\ C_{21} I_0(\tilde{h}_2 r) + C_{22} K_0(\tilde{h}_2 r) + D_{21} J_0(k_2 r) + D_{22} N_0(k_2 r) & \text{при } a_1 < r \leq a_2, \\ C_{j1} I_0(\tilde{h}_j r) + C_{j2} K_0(\tilde{h}_j r) + D_{j1} J_0(k_j r) + D_{j2} N_0(k_j r) & \text{при } a_{j-1} < r \leq a_j, \\ C_{N1} I_0(\tilde{h}_N r) + C_{N2} K_0(\tilde{h}_N r) + D_{N1} J_0(k_N r) + D_{N2} N_0(k_N r) & \text{при } a_{N-1} < r \leq a_N, \end{cases} \quad (13)$$

$$U_r(r) = \begin{cases} C_1 h_1 J'_0(h_1 r) + D_1 k_1 J'_0(k_1 r) & \text{при } r \leq a_1, \\ C_{21} \tilde{h}_2 I'_0(\tilde{h}_2 r) + C_{22} \tilde{h}_2 K'_0(\tilde{h}_2 r) + D_{21} k_2 J'_0(k_2 r) + D_{22} k_2 N'_0(k_2 r) & \text{при } a_1 < r \leq a_2, \\ C_{j1} \tilde{h}_j I'_0(\tilde{h}_j r) + C_{j2} \tilde{h}_j K'_0(\tilde{h}_j r) + D_{j1} k_j J'_0(k_j r) + D_{j2} k_j N'_0(k_j r) & \text{при } a_{j-1} < r \leq a_j, \\ C_{N1} \tilde{h}_N I'_0(\tilde{h}_N r) + C_{N2} \tilde{h}_N K'_0(\tilde{h}_N r) + D_{N1} k_N J'_0(k_N r) + D_{N2} k_N N'_0(k_N r) & \text{при } a_{N-1} < r \leq a_N, \end{cases} \quad (14)$$

где $h_j = \sqrt{\omega_A^2 / v_{zj}^2 - k_A^2}$, $k_j = \sqrt{\omega_A^2 / v_{rj}^2 - k_A^2}$, $\tilde{h}_j = i h_j$, $\tilde{h}_j = \sqrt{k_A^2 - \omega_A^2 / v_{zj}^2}$ [9].

Если у исследуемой моды $v_A > v_{Azj}$, то для соответствующих слоёв (начиная с j , затем $j-1$ и т.д.) в модифицированных функциях Бесселя аргументы (\tilde{h}_j) становятся мнимыми, что (с учётом свойств функций Бесселя) позволяет перейти к обыкновенным функциям Бесселя с вещественными аргументами, а для этого в (13)–(14) необходимо сделать следующие замены:

$$C_{j1} I_0(\tilde{h}_j r) \rightarrow C_{j1} J_0(h_j r), \quad C_{j2} K_0(\tilde{h}_j r) \rightarrow C_{j2} N_0(h_j r), \quad \tilde{h}_j \rightarrow h_j. \quad (15)$$

В случае антизвуковода ($v_{Az1} > v_{Azj} > v_{Azj+1} > \dots > v_{AzN}$, $v_{Ar1} > v_{Arj} > \dots > v_{ArN}$) с учетом формул [9] и ранее приведённого анализа были получены аналогичные формулы. Если у исследуемой моды $v_A > v_{Azj}$, то для соответствующих слоёв (начиная с j , затем $j+1$ и т.д.) в формулах (13)–(14) выполняется замена переменных по (15).

Но для слоёв, имеющих большую акустическую скорость ($v_{Azj} > v_A$), необходимо в (13)–(14) выполнить обратную замену (начиная с $j-1$, затем $j-2$ и т.д.):

$$C_{j1} J_0(h_j r) \rightarrow C_{j1} I_0(\tilde{h}_j r), \quad C_{j2} N_0(h_j r) \rightarrow C_{j2} K_0(\tilde{h}_j r), \quad h_j \rightarrow \tilde{h}_j. \quad (16)$$

Например, для акустической моды с $v_{Aj} > v_A > v_{Az2} > v_{Az3}$ получим

$$U_z(r) = \begin{cases} C_1 I_0(\tilde{h}_1 r) + D_1 J_0(k_1 r) & \text{при } r \leq a_1, \\ C_{21} J_0(h_2 r) + C_{22} N_0(h_2 r) + D_{21} J_0(k_2 r) + D_{22} N_0(k_2 r) & \text{при } a_1 < r \leq a_2, \\ C_{31} J_0(h_3 r) + C_{32} N_0(h_3 r) + D_{31} J_0(k_3 r) + D_{32} N_0(k_3 r) & \text{при } a_2 < r \leq a_3 = b. \end{cases} \quad (17)$$

$$U_r(r) = \begin{cases} C_1 \tilde{h}_1 I'_0(\tilde{h}_1 r) + D_1 k_1 J'_0(k_1 r) & \text{при } r \leq a_1, \\ C_{21} h_2 J'_0(h_2 r) + C_{22} h_2 N'_0(h_2 r) + D_{21} k_2 J'_0(k_2 r) + D_{22} k_2 N'_0(k_2 r) & \text{при } a_1 < r \leq a_2, \\ C_{31} h_3 J'_0(h_3 r) + C_{32} h_3 N'_0(h_3 r) + D_{31} k_3 J'_0(k_3 r) + D_{32} k_3 N'_0(k_3 r) & \text{при } a_2 < r \leq a_3 = b. \end{cases} \quad (18)$$

Константы вида C_{jk} определяются из граничных условий соседних слоёв для акустических волн, а константы вида D_{jk} – ещё и с учётом соотношений волновых чисел k_j и k_A .

Граничные условия для акустических волн заключаются в непрерывности компонент U_{zj} и U_{rj} на границе раздела слоёв при отсутствии внешних смещающих воздействий [9, 10, 12]:

$$U_{zj} = U_{zj+1}; \quad U_{rj} = U_{rj+1} \quad \text{при } r = a_j; \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & (\lambda_j + 2\mu_j) \frac{dU_{rj}(r)}{dr} + \lambda_j \frac{dU_{rj}(r)}{dr} + \lambda_j \frac{dU_{zj}(r)}{dz} = \\ & = (\lambda_{j+1} + 2\mu_{j+1}) \frac{dU_{rj+1}(r)}{dr} + \lambda_{j+1} \frac{dU_{rj+1}(r)}{dr} + \lambda_{j+1} \frac{dU_{zj+1}(r)}{dz} \quad \text{при } r = a_j; \\ & \mu_j \frac{dU_{rj}(r)}{dz} + \mu_j \frac{dU_{zj}(r)}{dr} = \mu_{j+1} \frac{dU_{rj+1}(r)}{dz} + \mu_{j+1} \frac{dU_{zj+1}(r)}{dr} \quad \text{при } r = a_j. \end{aligned} \quad (20)$$

Интенсивность акустической моды (I_A) можно определить по следующей формуле, выведенной из выражений [9]:

$$\begin{aligned} I_A &= \text{Re} \left\{ \pi \int_0^b \left[\begin{aligned} & \mu_i U_r^*(r) U_r(r) + (\lambda_i + 2\mu_i) k_A^2 U_z^*(r) U_z(r) + \\ & + \mu_i U_r^*(r) \frac{dU_z(r)}{dr} - \lambda_i U_z^*(r) \frac{dU_r(r)}{dr} \end{aligned} \right] \omega_A k_A r \cdot dr \right\} = \\ & = I_{a1} + I_{a2} + \dots + I_{aj} + \dots + I_{aN}, \end{aligned} \quad (21)$$

где I_{aj} – интенсивность моды в соответствующем j -м слое.

В работах [10, 11, 16] отмечается, что для большинства световодных структур популярных ОВ поперечные (радиальные, сдвиговые) акустические моды из-за значительного затухания вносят сравнительно небольшой вклад в общие характеристики РМБ. Акустические сдвиговые (поперечные) волны приводят к сильно колеблющимся картинам поля в радиальном направлении. Продольные волны приводят к относительно медленным колебаниям радиальной картины акустического поля. В результате вклад поперечных волн в акустооптическое взаимодействие становится существенно меньше, чем у продольных волн, и проявляется в основном в виде малых, но сравнительно частых осцилляций по радиусу ОВ, которые становятся заметны в общей картине по мере удаления от сердечника в оболочку. В работах [10, 11] считается, что этим вкладом в итоговую картину можно пренебречь. В этом случае это равносильно «обнулению» констант D_{jk} в формулах (13)–(14), что упрощает расчёты [10, 11, 19], но вносит небольшие погрешности в общую картину акустического поля. В работах [10, 16] утверждается, что исключение из анализа поперечных акустических мод приводит к небольшому смещению СРМБ и его растяжению по оси частот.

С учётом этого и (12) для каждой оптической моды в (3) возможна следующая замена: $\rho_m(z, r) \xi_m(r) = -ik_A U_z(r)$.

Вклад каждой акустической моды m -го порядка оценивается формулами:

$$A_{Am} = \frac{g_{Am}^2}{2} \frac{(\Gamma_m / 2\pi)}{(\omega - \omega_L + \omega_m)^2 + (\Gamma_m / 2)^2} = I_{A0m} \frac{(\Gamma_m / 2)^2}{(f - f_L - f_m)^2 + (\Gamma_m / 2)^2}, \quad (22)$$

где I_{A0m} – показатель акустооптического взаимодействия, Γ_m – коэффициент демпфирования акустической моды m -го порядка [5, 9].

На рис. 3 и 4 показаны профили распределения акустических мод $\xi_m(r)$ низших порядков ($m = 1, 2, 3$ – «1», «2», «3») и основной оптической моды («О») ((6)–(8)) по радиусу ОВ, имеющих различную структуру [6]. Графики всех мод нормированы. На рис. 3 показаны графики для обычного одномодового ОВ G.652 (двухслойная структура: радиус сердечника (a) – 4.3 мкм, радиус оболочки (b) – 62.5 мкм, $n_1 = 1.470$, $n_{об} = 1.465$) [2, 6, 8].

Как видно из графиков, представленных на рис. 3 и 4, большая часть энергии акустических мод в этих ОВ сосредоточена в области сердцевины и, следовательно, акустические моды эффективно рассеивают оптическую моду во внутренних областях.

Полученные зависимости могут быть использованы для расчёта соответствующих эффективных акустооптических площадей [5, 6, 8].

Акустические моды являются статистически независимыми [7, 8, 18]. Это позволяет получить спектр РМБ ($A(f)$) ОВ (с учётом независимости вклада каждой акустической моды) простым суммированием спектральных характеристик, полученных для каждой исследуемой моды, по следующей формуле (M – число учитываемых мод) :

$$A(f) = \sum_{m=1}^M A_{Am}(f). \quad (23)$$

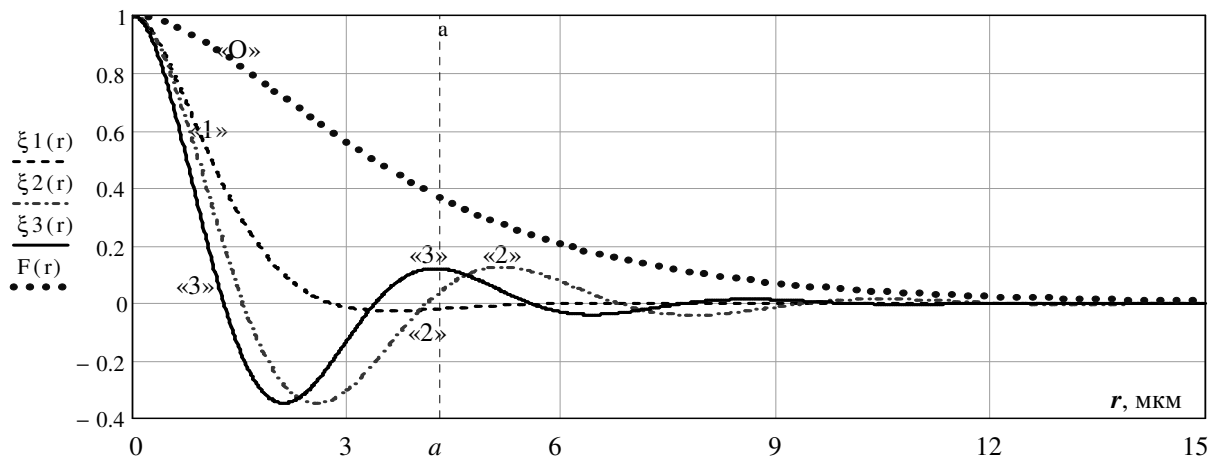


Рис. 3. График зависимости распределения мод по радиусу в ОВ G.652

На рис. 4 показаны аналогичные графики для DSF (G.653).

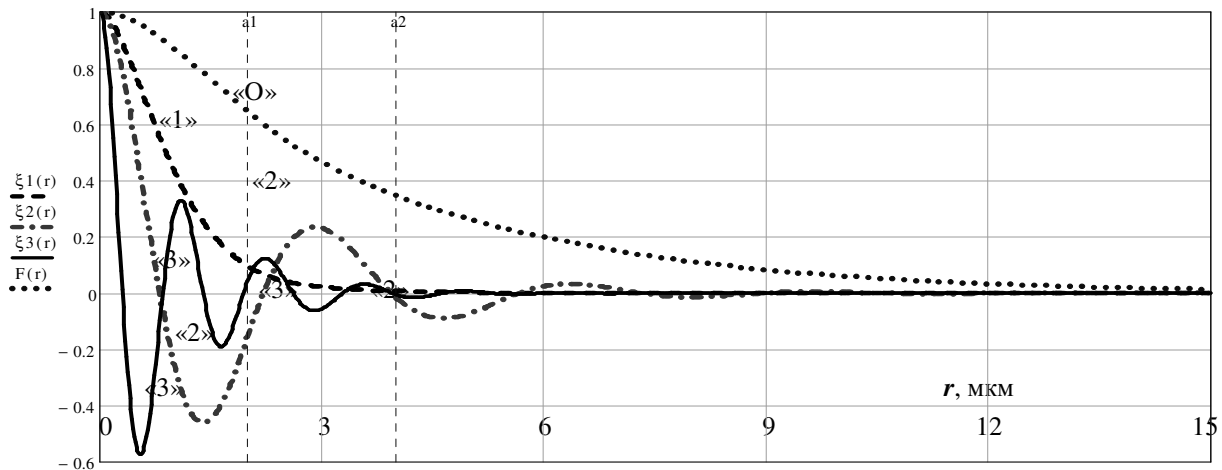


Рис. 4. Графики распределения мод по радиусу DSF

Распределения мод при расчётах характеристик РМБ ОВ умножаются на соответствующий коэффициент (I_{Aom} или т.п. в формулах (5), (22)) с учётом порядка и знака моды, а после этого суммируются по (23) для получения итогового СРМБ.

С учетом вышеприведённых формул при заданной функции изменения структуры ОВ по радиусу сердечника и ОВ в целом (количество, толщина, распределение и физические характеристики слоёв, форма профиля поперечного сечения ОВ и т.п.) можно определить структуру и характеристики акустических мод, что в итоге позволит определить характеристики РМБ оптического сигнала [3–14].

Хотя отличия зависимостей акустических мод низших порядков, представленных на рис. 3 и 4, могут показаться незначительными, эти различия при взаимодействии оптической и гиперзвуковой волн окажут существенное влияние на вид СРМБ (величину БСЧ, количество максимумов, их уровень) [6–9, 12–17].

5. Определение профиля спектра РМБ в ОВ различных видов

На рис. 5 и 6 показаны последовательности действий, позволяющие получить частотную характеристику СРМБ $s(f)$ для ОВ G.653 и G.652.

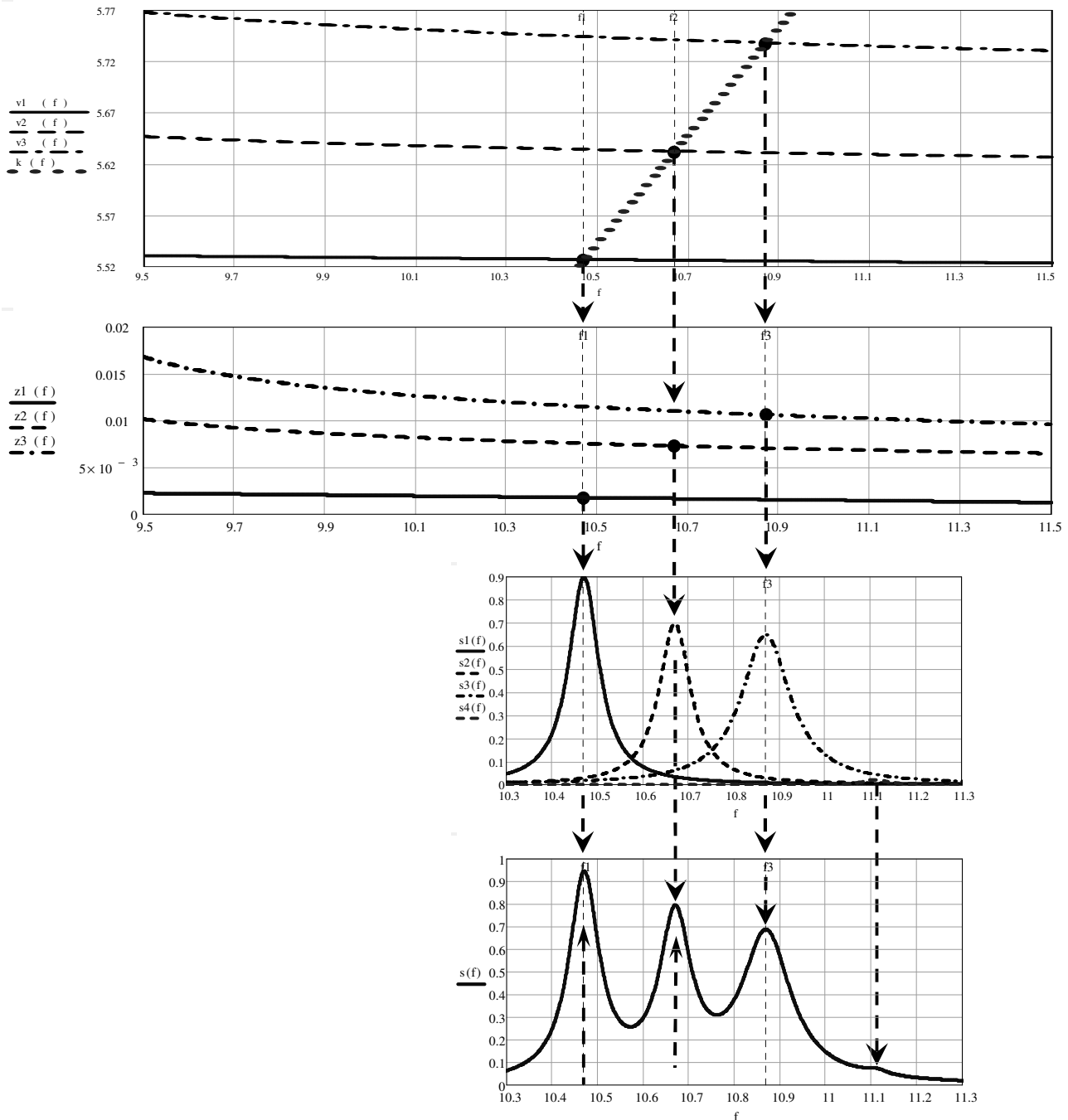


Рис. 5. Влияние характеристик низших акустических мод на формирование СРМБ $s(f)$ в DSF (G.653)

На каждом из этих рисунков сначала на верхнем графике показаны частотные зависимости скоростей $v_j(f)$ акустических мод низших порядков.

По оси частот (f) величины указаны в ГГц.

Прямая линия, пересекающая их ($k(f) = (\lambda_L/n_1)f$), построена из условия «синхронизма», при котором происходит обращение волнового фронта: $k_A = 4\pi n_1 / \lambda_L$. Точки пересечения определяют частоты «пиков» каждой моды (f_j). На втором графике приведены частотные зависимости потерь ($z_j(f)$, 1/м) акустических мод, которые позволяют определить их коэффициенты затухания (на f_j). На третьем графике показаны частотные характеристики вклада каждой акустической моды ($s_i(f)$).

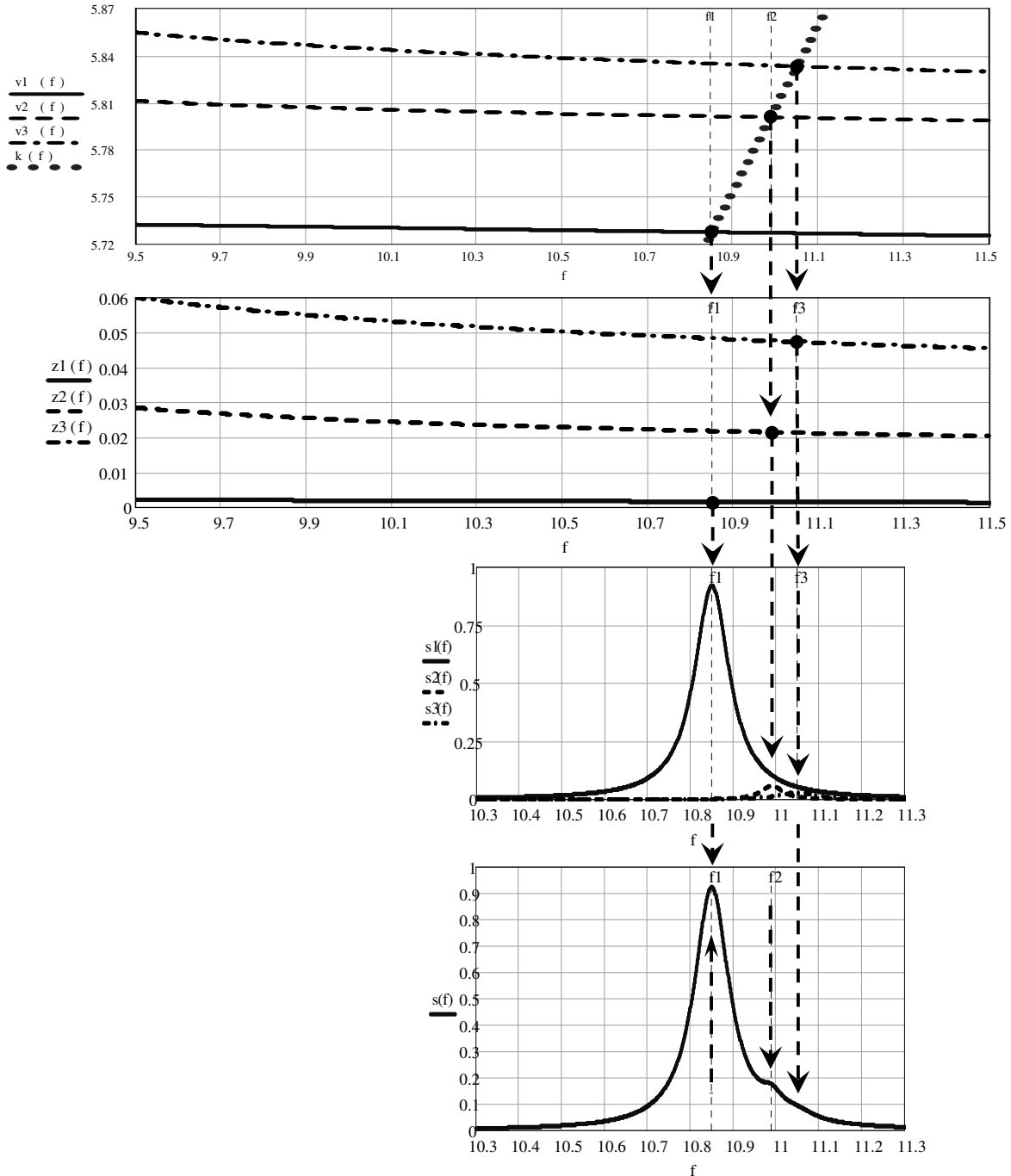


Рис. 6. Влияние характеристик низших акустических мод на формирование СРМБ $s(f)$ в обычном ОВ G.652

Применение фтора для легирования ОВ позволяет создавать сложные профили $n(r)$ и придавать ОВ особые свойства [14, 15]. Например, это позволяет получить ОВ с «обратной» частотной зависимостью дисперсии (DCF), что применяется для компенсации дисперсии. Уменьшение радиуса основного слоя сердечника с последующим сильным «провалом» $n(r)$

перед оболочкой приводит к существенному снижению БСЧ (менее 10 ГГц) [10], что согласуется с проведённым выше анализом характеристик РМБ.

Также известны примеры, демонстрирующие «подавление» первой акустической моды в СРМБ относительно второй, что приводит к смещению БСЧ в область высоких частот (более 11 ГГц) [11–14].

После получения распределения СРМБ вдоль ОВ определяется частота «пика» (f_B) и его относительный уровень (I_B). Выявление изменений БСЧ вдоль световода позволяет определить участки ОВ с повышенным продольным натяжением и изменённой температурой.

6. Результаты экспериментов

На рис. 7 и 8 приведены примеры профилей СРМБ, которые были получены с помощью бриллюэновского рефлектометра (BOTDR) «Ando AQ 8603».

На рис. 7 показан профиль СРМБ ОВ G.652.

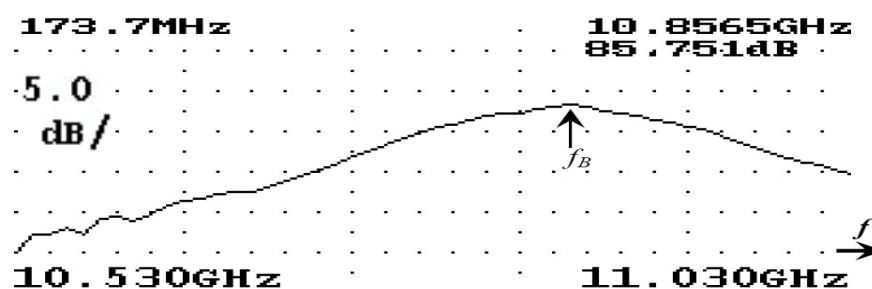


Рис. 7. Профиль СРМБ ОВ G.652

Профиль СРМБ ОВ G.653 (DSF) представлен на рис. 8.

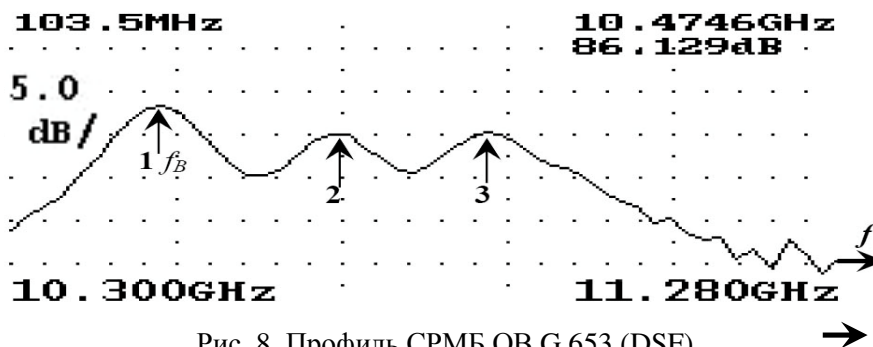


Рис. 8. Профиль СРМБ ОВ G.653 (DSF)

На каждом из рис. 7 и 8 в левом нижнем углу показаны начальная частота сканирования, в правом нижнем – конечная, в правом верхнем углу показаны БСЧ (f_B) и интенсивность максимума СРМБ, в левом – ширина СРМБ (по уровню 3 дБ) и шаг сетки по оси интенсивности (5 дБ по «линиям»).

Наблюдается сходство профилей СРМБ с полученными в результате вычислений по приведённой выше методике (рис. 5 и 6).

7. Заключение

При известной структуре ОВ (количество, толщина, состав, распределение и физические характеристики слоёв, форма профиля поперечного сечения ОВ и т.п.) можно оценить распределение акустических мод в ОВ, что в итоге позволит определить частотные характеристики РМБ, в том числе профиль СРМБ.

При наличии бриллюэновских рефлектограмм по величине БСЧ, по наличию побочных «пиков» СРМБ и их уровню можно сделать выводы о характеристиках акустических мод, о радиальном распределении показателя преломления ОВ, о составе слоёв ОВ и разновидности исследуемого ОВ.

Полученные результаты позволяют осуществлять раннюю диагностику физического состояния ОВ в ОК, что необходимо для обеспечения эффективного функционирования оптических систем и устройств телекоммуникаций.

Литература

1. Богачков И. В., Горлов Н. И. Поиск предаварийных участков в оптических волокнах с помощью рефлектометров // Вестник СибГУТИ. 2018. В. 3. С. 34–44.
2. Bogachkov I. V. Research of the features of Mandelstam – Brillouin backscattering in optical fibers of various types // T-comm – Телекоммуникации и транспорт. 2019. V. 13, № 1. P. 60–65.
3. Bogachkov I. V. Researches of bend influences on Brillouin reflectograms of different types of optical fibers // T-comm – Телекоммуникации и транспорт. 2019. V. 13, № 3. P. 75–79.
4. Богачков И. В., Горлов Н. И. Изучение особенностей рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в оптических волокнах различных видов // Телекоммуникации. 2019. № 5. С. 21–29.
5. Kobayakov A., Sauer M., Chowdhury D. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers // Advances in Optics and Photonics. 2010. V. 2 (1). P. 1–59.
6. Богачков И. В., Трухина А. И. Исследования влияния структуры оптических волокон на характеристики рассеяния Мандельштама–Бриллюэна // Системы синхронизации, формирования и обработки сигналов. 2019. Т. 10, № 3. С. 15–19.
7. Богачков И. В., Горлов Н. И. Анализ влияния структуры физических слоёв оптических волокон на характеристики рассеяния Мандельштама–Бриллюэна // Системы синхронизации, формирования и обработки сигналов, 2020. Т. 11, № 3. С. 64–69.
8. Богачков И. В., Горлов Н. И. Исследование влияния структуры оптических волокон на спектральные характеристики рассеяния Мандельштама–Бриллюэна // Динамика систем, механизмов и машин, 2020. Т. 8, № 4. С. 98–105.
9. Koyamada Y., Sato S., Nakamura S., Sotobayashi H., Chujo W. Simulating and designing Brillouin gain spectrum in single-mode fibers // Lightwave Technol. 2004. V. 22. P. 631–639.
10. Shibata N., Okamoto K., Azuma Y. Longitudinal acoustic modes and Brillouin-gain spectra for GeO₂-doped-core fibers // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. P. 1167–1174.
11. Park K., Jeong Y. A quasi-mode interpretation of acoustic radiation modes for analyzing Brillouin gain of acoustically antiguiding optical fibers // Optics Express. 2014. V. 22, № 7. P. 2–13.
12. Dragić P. D. Estimating the effect of Ge doping on the acoustic damping coefficient via a highly Ge-doped MCVD silica fiber // J. Opt. Soc. Am. B. 2009. V. 26. P. 1614–1620.
13. Law P.-C., Liu Y.-Sh., Croteau A., Dragić P. D. Acoustic coefficients of P₂O₅-doped silica fiber: acoustic velocity, acoustic attenuation, and thermo-acoustic coefficient // Optical Materials Express. 2011. V. 1, № 4. P. 686–699.
14. Zou W., He Z., Hotate K. Experimental study of Brillouin scattering in fluorine-doped single-mode optical fibers // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 18804–18812.
15. Yu J. W., Park Y., Oh K., Kwon I. B. Brillouin frequency shifts in silica optical fiber with the double cladding structure // Optics express. 2002. V. 10, № 19. P. 996–1002.
16. McCurdy A. H. Modeling of stimulated Brillouin scattering in optical fibers with arbitrary radial index profile // J. Lightwave Technol. 2005. V. 23. P. 3509–3516.
17. Ruffin A. B., Li M.-J., Chen X., Kobayakov A., Annunziata F. Brillouin gain analysis for fibers with different refractive indices // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 3123–3125.
18. Tartara L., Codemard C., Maran J., Cherif R., Zghal M. Full Modal Analysis of the Brillouin Gain Spectrum of an Optical Fiber // Optics Com. 2009. V. 282. P. 2431–2436.

19. Afshar S., Kalosha V. P., Bao X., Chen L. Enhancement of stimulated Brillouin scattering of higher-order acoustic modes in single-mode optical fiber // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 2685–2687.

*Статья поступила в редакцию 20.04.2021;
переработанный вариант – 01.06.2021.*

Богачков Игорь Викторович

к.т.н., доцент; доцент кафедры средств связи и информационной безопасности ОмГТУ (644050, Омск, пр-т Мира, 11), Senior Member IEEE, e-mail: bogachkov@mail.ru.

Determination of the Mandelstam–Brillouin scatter spectrum profile in optical fibers of various types

I. V. Bogachkov

The research results of the frequency characteristics of the Mandelstam–Brillouin scattering in single-mode optical fibers are presented in this article. A method for obtaining the distribution characteristics of optical and acoustic modes in single-mode optical fibers is considered. The procedure for determining the profile of the Mandelstam–Brillouin scatter spectrum with known fiber structure is demonstrated. The profiles of the Mandelstam–Brillouin scatter spectrum of single-mode optical fibers obtained during experimental studies are presented.

Keywords: single-mode optical fiber, fiber core structure, acoustic mode, early diagnostic of the fiber state, Brillouin reflectometry, Mandelstam–Brillouin scatter spectrum profile.