

УДК 535.41

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛОКОННОГО ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ДИФРАКЦИОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА*

В. С. Терентьев

*Институт автоматизации и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: terentyev@iae.nsk.su*

Методом численного моделирования продемонстрирована возможность создания двухзеркального многолучевого отражательного дифракционного интерферометра в одномодовом волокне с оболочкой. Метод основывается на расчёте многомодовой и многолучевой интерференции оболочечных мод в волокне, описывающих дифракцию на рассеивателе, выполненном в виде вставки из другого волокна и входящем в состав одного из зеркал интерферометра. Показано, что, исходя из соображений объёмной оптики, с определённой оптимизацией можно получить в отражении от такого интерферометра профиль аппаратной функции, подобный профилю интерферометра Фабри — Перо в пропускании.

Ключевые слова: отражательный многолучевой интерферометр, оптическое волокно, моды оболочки.

Введение. В данной работе представлен новый вариант двухзеркального многолучевого отражательного интерферометра (ОИ), полностью волоконного, в котором для получения в отражённом свете необращённой аппаратной функции используется эффект дифракции. Под необращённой подразумевается такая же или подобная зависимость коэффициента отражения ОИ от набега фазы между его зеркалами, как у интерферометра Фабри — Перо (ИФП) в пропускании. В отражении ИФП имеет обращённую аппаратную функцию, которая дополняет до единицы пропускание. Она не позволяет проводить в отражённом свете узкополосную фильтрацию излучения из-за спектрально широких максимумов отражения и узких областей пропускания. Вследствие этого затруднительно использовать ИФП для селекции мод в лазерных резонаторах при нормальном падении света, так как возникает нежелательное спектрально широкополосное обратное отражение, также невозможна работа этого прибора в пропускании, если заднее зеркало его резонатора непрозрачно. В этих случаях эффективнее использовать ОИ с необращённой аппаратной функцией, который может обладать такой же разрешающей способностью и областью свободной дисперсии, как соответствующий ИФП. Теоретически контраст аппаратной функции ОИ может быть идеальным, что принципиально недоступно для ИФП [1]. В «объёмной» оптике ОИ применялись для селекции излучения лазеров, спектроскопии в отражённом свете [2]. Для получения необращённой аппаратной функции в отражении необходимо в переднее зеркало ОИ, обращённое к источнику света, внести согласованные определённым образом потери для бегущей волны света. Потери приводят к резкой асимметрии коэффициентов отражения с разных сторон переднего зеркала: со стороны источника света коэффициент близок к нулю, со стороны резонатора — к единице. По результатам исследований предложено три варианта неволоконных ОИ, отличающихся способом внесения потерь. В первом

*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (грант № П1264 от 9.06.2009 г.), проектов Отделения физических наук и Президиума РАН.

случае используется интерференционное омическое поглощение света в тонкой металлической плёнке (толщиной много меньше длины волны света), во втором — одновременно с омическим поглощением эффект дифракции света на тонкой металлической решётке и в третьем — только дифракция на основе фазовой диэлектрической решётки [3].

Развитие волоконной оптики в последние десятилетия поставило ряд вопросов по созданию аналогов интерференционных приборов объёмной оптики в волоконных устройствах. Оптические фильтры ИФП нашли своё применение в волоконной оптике. Их параметры достаточно высоки: предлагаются коммерческие варианты с резкостью полос выше 10^4 , что свидетельствует о характерных значениях, которых можно достигнуть и в волоконном ОИ с соответствующей добротностью резонатора.

Попытка внедрить ОИ в волоконную технику была предпринята в приложении к селекции частоты волоконных лазеров [4, 5]. Интерферометр сопрягался с волокном с помощью коллиматорной микролинзы (или сферического зеркала). Такой вариант ОИ является волоконно-интегрированным, но не полностью волоконным. Ожидается, что полностью волоконный отражательный интерферометр будет иметь преимущества перед волоконно-интегрированным вариантом в более высоком максимальном коэффициенте отражения и резкости полос за счёт значительного снижения дифракционных потерь в резонаторе из-за световедущих свойств волокна. Кроме того, волоконное устройство практически всегда имеет геометрическую компактность.

Цель данной работы — показать возможность создания интерферометра с необращённой аппаратной функцией в отражённом свете на основе дифракции и многолучевой интерференции в одномодовом волокне с оболочкой, а также определить главные оптические характеристики составных частей такого ОИ.

Аналитические формулы. Отражательный волоконный интерферометр использует многолучевую интерференцию большого числа собственных мод оболочки волокна (рис. 1). Световедущая одномодовая сердцевина окружена двумя оболочками, радиус внешней оболочки бесконечно большой. Такая геометрия наиболее приближена к реальным волокнам. Если $n_{1,2} > n_3$ ($n_{1,2,3}$ — коэффициенты преломления сердцевины, оболочки и внешней среды соответственно), то направляемые моды могут распространяться не только в сердцевине, но и в оболочке. В реальных волокнах третьей средой может быть полимерная оболочка с коэффициентом преломления бóльшим, чем у второй среды, поэтому все моды будут вытекающими [6]. На рис. 1 схематично показано основное волокно, через

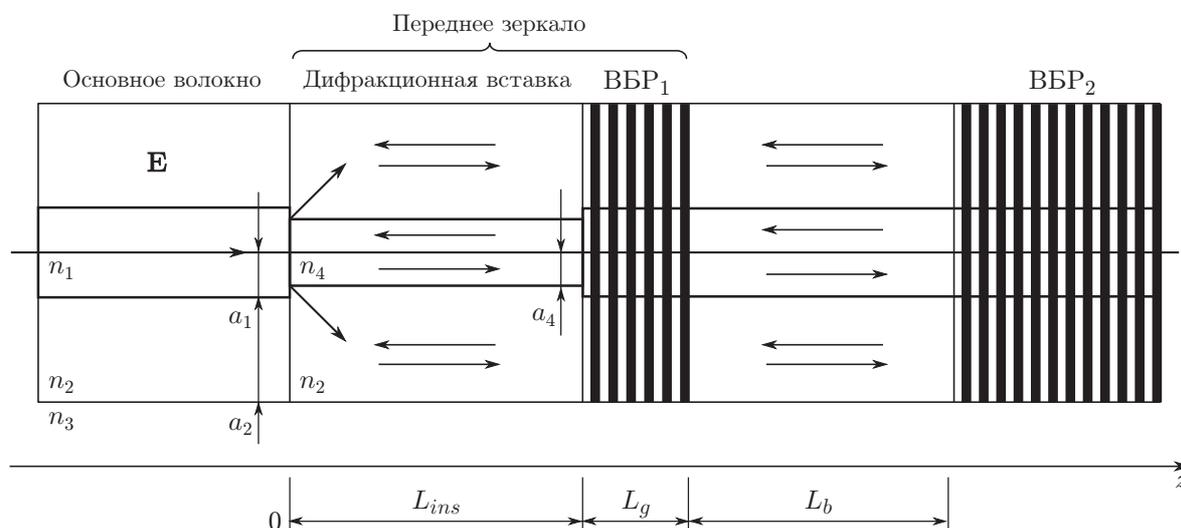


Рис. 1

которое распространяется излучение, падающее на ОИ (\mathbf{E} — сердцевинная мода волокна, ВБР — волоконная брэгговская решётка). Волоконная вставка и основное волокно имеют одинаковые диаметры оболочки ($2a_2$), но разные для сердцевины ($2a_1 \neq 2a_4$). Это приводит к тому, что на границе раздела двух волокон мода \mathbf{E} испытывает дифракцию, что математически можно описать разложением вставки по собственным модам (в том числе и излучательным). Такая процедура является приближением, при строгом рассмотрении необходимо учитывать граничные условия для компонент полей, т. е. отражённую волну. На рисунке L_{ins} — длина участка вставки; L_g — длина участка основного волокна, которое занимает ВБР₁; L_b — расстояние между зеркалами ВБР₁ и ВБР₂. Для волокна, содержащего много оболочечных направляемых мод, спектр которых интерпретируется как псевдодискретный, может быть достаточным делать разложение только по этому дискретному набору мод, не прибегая к модам излучения, так как в них остаётся пренебрежимо малая доля энергии. Следует отметить, что аналитический или численный расчёт мод излучения — непростая задача [7]. Использование дискретного и конечного набора мод оболочки значительно упрощает анализ и расчёт трёхмерных интерференционно-дифракционных эффектов. В волоконной вставке моды распространяются независимо. Вставка состыкована с основным волокном, в местах состыковки моды участвуют в многомодовой двухлучевой интерференции. На этой основе работает интерферометр, исследованный в [8], где сравнивается расчёт, выполненный по методу переразложения по направляемым модам вставки, и экспериментальные результаты.

Из теории волоконных световодов известно, что оптическое волокно может иметь дискретный и конечный набор собственных мод, которые являются неизменными при распространении вдоль волокна, но кроме этих направляемых мод существует непрерывный спектр мод излучения [9]:

$$\mathbf{E} = \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{N_n(\nu)} u_{n\nu} \mathbf{E}_{n\nu} + \sum_{\nu=0}^{\infty} \int_0^{\infty} u'_{\nu}(p) \mathbf{E}_{\nu}(p) dp,$$

$$u_{n\nu} = \frac{1}{2} \int_S [\mathbf{E} \times \mathbf{H}_{n\nu}^*]_z dS, \quad u'_{\nu}(p) = \frac{1}{2} \int_S [\mathbf{E} \times \mathbf{H}_{\nu}^*(p)]_z dS, \quad (1)$$

$$\frac{1}{2} \int_S [\mathbf{E}_{n\nu} \times \mathbf{H}_{mq}^*]_z dS = \delta_{nm} \delta_{\nu q},$$

где «*» — символ комплексного сопряжения; векторы $\mathbf{E}_{n\nu}$, \mathbf{H}_{mq} описывают дискретный набор направляемых, а $\mathbf{E}_{\nu}(p)$, $\mathbf{H}_{\nu}(p)$ — излучательных мод непрерывного спектра; $p^2 = k^2 - \beta^2$ (k — волновой вектор излучения, β — постоянная продольного распространения моды); ν — угловой, m , n — радиальные индексы; S — плоскость, перпендикулярная оптической оси волокна. Нормировка полей мод проводится по энергии через z -компоненту вектора Умова — Пойнтинга [10].

Модами излучения в (1) можно пренебречь, например, в случае, если угол дифракции основного потока энергии света после прохождения границы раздела двух сред имеет угол с осью волокна меньше критического: $\alpha_{cr} < \pi/2 - \arcsin(n_3/n_2)$. Излучение должно оставаться в волокне в силу эффекта полного внутреннего отражения, а его распространение может описываться через суперпозицию мод оболочки:

$$\mathbf{E} \approx \sum_{\nu=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{N_n(\nu)} u_{n\nu} \mathbf{E}_{n\nu}. \quad (2)$$

Для расчёта направляемых мод волокон с двойной оболочкой (см. рис. 1) использовался тот же метод, что и для волокна с одной оболочкой [11]. Поля представлялись в виде $\mathbf{E}_{n\nu} = (E_\rho, E_\phi, E_z)_{n\nu} e^{-j\beta_{n\nu}z}$, $\mathbf{H}_{n\nu} = (H_\rho, H_\phi, H_z)_{n\nu} e^{-j\beta_{n\nu}z}$ в цилиндрических координатах (ось z направлена по оси волокна, а компоненты векторов зависят только от поперечных координат ρ и ϕ). Из уравнений Максвелла E_ρ , E_ϕ и H_ρ , H_ϕ выражались через E_z , H_z . Решения для E_z и H_z , удовлетворяющие уравнениям Максвелла, для $k_2 < \beta_{n\nu} < k_1$ (моды сердцевины) искались в виде

$$\begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{cases} \begin{bmatrix} e_1 \cos(\nu\phi) \\ h_1 \sin(\nu\phi) \end{bmatrix} J_\nu(\gamma_1\rho), & \rho \leq a_1, \\ \begin{bmatrix} e_2 \cos(\nu\phi) \\ h_2 \sin(\nu\phi) \end{bmatrix} K_\nu(\gamma_2\rho) + \begin{bmatrix} e_3 \cos(\nu\phi) \\ h_3 \sin(\nu\phi) \end{bmatrix} I_\nu(\gamma_2\rho), & a_1 < \rho \leq a_2, \\ \begin{bmatrix} e_4 \cos(\nu\phi) \\ h_4 \sin(\nu\phi) \end{bmatrix} K_\nu(\gamma_3\rho), & \rho > a_2, \end{cases} \quad (3)$$

где $\gamma_{1,2}^2 = k_{1,2}^2 - \beta_{n\nu}^2$, $\gamma_3^2 = -(k_3^2 - \beta_{n\nu}^2)$. Для $k_3 < \beta_{n\nu} < k_2$ (моды оболочки) в уравнении (3) следует заменить функции в оболочке ($a_1 < \rho \leq a_2$) $K_\nu(\gamma_2\rho) \rightarrow J_\nu(\gamma_2\rho)$ и $I_\nu(\gamma_2\rho) \rightarrow Y_\nu(\gamma_2\rho)$, а также $\gamma_2^2 \rightarrow -\gamma_2^2$, $k_i = 2\pi n_i/\lambda$ ($i = 1, 2, 3$). Величины J_ν , Y_ν — функции Бесселя первого и второго рода, а K_ν , I_ν — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода соответственно. Выбор функций косинуса или синуса перед константами задаёт поляризацию. Восемь констант e_i , h_i ($i = 1, 2, 3, 4$) подлежали определению из граничных условий непрерывности компонент поля (например, E_ρ , E_ϕ , H_ρ , H_ϕ) на поверхностях раздела при $\rho = a_1$ и $\rho = a_2$, которые дают однородную линейную систему из восьми уравнений. Определитель системы должен равняться нулю, для того чтобы решения были нетривиальными. Из данного дисперсионного уравнения находились волновые числа $\beta_{n\nu}$ ($n = 1, 2, \dots, N_n(\nu)$) направляемых мод, количество которых зависит от углового индекса ν . Когда волновые числа мод известны, можно вычислить коэффициенты e_i , h_i , задав один из них, например $e_1 = 1, 0$. Математически это значит найти единственное решение неоднородной линейной системы уравнений. После определения коэффициентов моды нормировались по энергии на единицу в соответствии с (1).

Можно значительно ускорить численные расчёты, если воспользоваться понижением размерности задачи из соображений симметрии. Выбор вставки симметричной формы, а также возбуждающей моды волокна HE_{11} ($\nu = 1$) позволяет избавиться от двойного суммирования в (2), поскольку в коэффициентах разложения мод основного волокна по модам вставки интегралы перекрытия по угловой переменной $\nu \neq 1$ равны нулю:

$$\mathbf{E} \approx \sum_{n=1}^{N_n} u_n \mathbf{E}_n, \quad u_n = \frac{\pi}{2} \int_0^\infty [\mathbf{E} \times \mathbf{H}_n^*]_z \rho d\rho, \quad (4)$$

где индекс ν уже не отображается. Вектором \mathbf{E} обозначается радиальное распределение вектора электрического поля волны света, распространяющейся внутри волокна (если это

распределение не зависит от угла ϕ , т. е. пространственно осесимметрично). Вектором \mathbf{H}_n обозначено радиальное распределение вектора магнитного поля n -й моды этого волокна, π — коэффициент от интегрирования по угловым координатам.

Численный расчёт. Метод расчёта ОИ основан на вычислении амплитуд направляемых мод в текущем месте волокна по мере их распространения. Изображённый на рис. 1 ОИ представляет собой мультиплекс-систему, т. е. два последовательно расположенных интерферометра. Резонатор первого образуется поверхностью раздела (при $z = 0$) и волоконной брэгговской решёткой (ВБР₁), а второго — ВБР₁ и ВБР₂. При численном расчёте использовалось приближение, которое не учитывало многолучевую интерференцию в волоконной вставке, так как ею можно пренебречь в случае, если разница коэффициентов преломления световедущих сердцевин мала, т. е. низок коэффициент отражения на границе волокон ($z = 0$). Так как моды излучения не учитываются, то считается, что вся мощность при пересечении границы перераспределяется по модам того волокна, куда попадает волна. В силу ортогональности моды распространяются независимо как во вставке, так и в многолучевом интерферометре на основе ВБР, где каждая мода также независимо интерферирует и отражается обратно во вставку. Для расчёта коэффициентов отражения и пропускания ВБР для каждой моды можно использовать метод связанных мод [12]. Однако в практически важном случае модуляция коэффициента преломления ВБР присутствует только в световедущей сердцевине волокна. Поэтому интегралы перекрытия для разных мод с учётом пространственно неоднородного распределения коэффициента преломления не будут равны нулю, т. е. каждая мода «рассеивается», её энергия перераспределяется в другие оболочечные моды. Уход энергии из несущей моды в условиях многолучевой интерференции между зеркалами может оказывать заметное влияние на аппаратную функцию ОИ. В данной работе рассматривается случай, когда ВБР сформирована по всему сечению волокна (см. рис. 1), что даёт возможность пренебречь взаимодействием мод между собой из-за пространственного влияния ВБР.

Если известны направляемые моды основного волокна $\mathbf{E}_n^{(1)}$, $\mathbf{H}_n^{(1)}$ ($n = 1, 2, \dots, N$) и вставки $\mathbf{E}_m^{(2)}$, $\mathbf{H}_m^{(2)}$ ($m = 1, 2, \dots, M$), то распределение поля в любом месте ОИ может быть определено через координаты вектора коэффициентов размерности N для основного волокна и размерности M для вставки:

$$\mathbf{u}^{(1)} = (u_1^{(1)}, u_2^{(1)}, \dots, u_N^{(1)}), \quad \mathbf{u}^{(2)} = (u_1^{(2)}, u_2^{(2)}, \dots, u_M^{(2)}),$$

$$u_q^{(i)} = \frac{\pi}{2} \int_0^\infty [\tau \mathbf{E} \times \mathbf{H}_q^{(i)*}]_z \rho d\rho,$$

где \mathbf{E} — распределение поля на границе раздела волокно — вставка. Так как в формуле (4) поле \mathbf{E} должно браться внутри того волокна, в котором делается разложение по модам, то необходим нормировочный коэффициент на границе раздела двух сред для волны, падающей на границу. В интеграле для коэффициентов $u_q^{(i)}$ он обозначен τ — радиальное распределение амплитудного коэффициента пропускания, нормирующего вектор электрического поля при переходе через границу раздела. Если этого не делать, то будет иметь место нарушение закона сохранения энергии. Введение множителя τ означает учёт отражённой волны на границе сред с разными показателями преломления. Несмотря на то что в данной задаче волны на границе раздела ($z = 0$) не являются плоскими, можно коэффициент τ аппроксимировать френелевым коэффициентом для плоской волны. Погрешность такого приближения пренебрежимо мала, по крайней мере для нескольких десятков низ-

ших мод в случае слабонаправляющих волноводов ($n_1/n_2 - 1 \ll 1$) [10]. Эти моды можно считать псевдоплоскими, так как пренебрежимо малы продольные (z) компоненты полей по сравнению с поперечными (ρ, ϕ). При переходе через границу с помощью матричных выражений можно преобразовывать вектор коэффициентов для мод одного волокна в вектор для мод другого:

$$u_m^{(2)} = \sum_{n=1}^N \hat{U}_{nm}^{(2)} u_n^{(1)}; \quad u_n^{(1)} = \sum_{m=1}^M \hat{U}_{mn}^{(1)} u_m^{(2)},$$

$$\hat{U}_{nm}^{(2)} = \frac{\pi}{2} \int_0^\infty [\tau^{(1)} \mathbf{E}_n^{(1)} \times \mathbf{H}_m^{(2)*}] \rho d\rho, \quad \hat{U}_{mn}^{(1)} = \frac{\pi}{2} \int_0^\infty [\tau^{(2)} \mathbf{E}_m^{(2)} \times \mathbf{H}_n^{(1)*}] \rho d\rho. \quad (5)$$

Здесь $\tau^{(1)}$ — радиальное распределение амплитудного коэффициента пропускания на границе раздела при переходе из основного волокна во вставку, $\tau^{(2)}$ — в обратную сторону.

Каждая мода распространяется в волокне на расстояние L в соответствии со своим волновым числом:

$$u_n^{(1)} \rightarrow u_n^{(1)} e^{-j\beta_n^{(1)} L}, \quad u_m^{(2)} \rightarrow u_m^{(1)} e^{-j\beta_m^{(2)} L}.$$

Коэффициенты отражения r_n и пропускания t_n ($n = 1, 2, \dots, N$) ВБР для n -й моды основного волокна можно вычислить с помощью формул, полученных из теории связанных мод (интегралы перекрытия неодинаковых мод равны нулю) [12]:

$$r_n(\lambda) = \frac{-j\kappa^* \operatorname{sh}(s_n L_g)}{s_n \operatorname{ch}(s_n L_g) + j(\Delta\beta_n/2) \operatorname{sh}(s_n L_g)};$$

$$t_n(\lambda) = \frac{e^{j\Delta\beta_n L_g/2} s_n}{s_n \operatorname{ch}(s_n L_g) + j(\Delta\beta_n/2) \operatorname{sh}(s_n L_g)}, \quad (6)$$

$$\kappa = \pi \delta n_g / \lambda, \quad s_n^2 = |\kappa|^2 - (\Delta\beta_n/2)^2, \quad \Delta\beta_n = 2(\beta_n - \beta_0),$$

где δn_g — амплитуда вариации коэффициента преломления ВБР; β_0 — центральное волновое число решётки; $n = 1, \dots, N$; κ — коэффициент, в котором в общем случае может учитываться интеграл перекрытия мод с учётом пространственного распределения диэлектрической проницаемости в поперечном сечении волокна.

Как «нулевое» приближение в расчётах были приняты следующие величины параметров (см. рис. 1): $n_1 = 1,43$, $n_2 = 1,427$; $a_1 = 5,5$ мкм, $a_2 = 62,5$ мкм; $n_4 = 1,02n_1$; $a_4 = a_1/2^{0,5}$; $L_{ins} = \lambda/(4(n_4 - n_2)) = 12,3$ мкм ($\lambda = 1,55$ мкм); $\delta n_g = 0,06$ — амплитуда модуляции коэффициента преломления ВБР₁; $L_g = 15,5$ мкм. Величины параметров нулевого приближения были выбраны исходя из результатов исследований объёмного ОИ и практически важных случаев. Коэффициентам n_1, n_2 и радиусу a_1 соответствует диаметр моды HE₁₁ около 10,5 мкм, как для волокна SMF-28e. Значение a_4 взято из соображения подобия зонам Френеля для плоской волны света. Эквивалент зон — две смежные области: первая — это сердцевина вставки с радиусом a_4 , вторая — зона с радиусами от a_4 до a_1 (форма кольца в поперечном сечении волокна). Площади зон равны. Так как в объёмном ОИ рассматриваются плоские волны, то требуется создать разность набега фаз для

света, распространяющегося по этим областям так, чтобы получался фазовый фронт с резкими скачками фазы на границах этих областей, порождающий рассеяние в дальней зоне дифракции. Скачок фазы должен составлять $\pi/4$ для прошедшей плоской волны (при $z = L_{ins} + L_g$), а для отражённой волны, которая прошла вставку ещё и в обратном направлении, — $\pi/2$ (в точке $z = 0$). Величина $L_{ins} + L_g$ должна быть как можно меньше, иначе происходит интерференционное взаимодействие света при распространении по смежным областям вследствие дифракции. Это может привести к ухудшению основных характеристик ОИ, таких как резкость полос, контраст и максимальный коэффициент отражения. По аналогии с объёмной оптикой количественно оценивается «идеальное» условие на продольную длину области: $L_{ins} + L_g \ll (2a_4)^2/\lambda$ [1]. В данном случае $L_{ins} + L_g \sim (2a_4)^2/\lambda$. Выбор n_4 влияет как на длину вставки L_{ins} , так и на основные характеристики ОИ, поэтому выгоднее брать как можно большее значение n_4 . В расчётах использовалась величина, которая реально достижима при фотомодификации методом фемтозаписи [13]. Чтобы уменьшить L_g , величину коэффициента δn_g выбирают нестандартно большой (в обычных волокнах на два порядка меньше). Спектральная характеристика ВБР в данном случае достаточно широкополосная (высокий спектральный коэффициент отражения в диапазоне около 60 нм, сплошная линия на рис. 2). По-видимому, волоконные зеркала должны иметь широкий спектр отражения. При узком спектре характеристики ОИ могут ухудшаться из-за уменьшения количества мод, принимающих участие в многолучевой интерференции. Если ВБР имеет малый пространственный размер, т. е. записана только в сердцевине волокна, то высшие (оболочечные) моды будут меньше взаимодействовать с ВБР, что ослабит для них эффект многолучевой интерференции. Таким образом, важными являются как пространственные, так и спектральные свойства волоконных элементов ОИ. При $n_3 = 1,0$ имеется большое количество оболочечных мод (более 160 при $\nu = 1$), с помощью которых можно описывать распространение излучения в данной волоконной оптической системе.

В представленной работе проводился расчёт зависимости отражения ОИ от изменения базы L_b на фиксированной длине волны. Предполагается, что аппаратные функции при этом должны быть близки по виду, если в спектральном интервале оптические характеристики составных частей ОИ мало изменяются. Например, сравнение спектральных и фазовых коэффициентов отражения ВБР₁ показывает хорошее совпадение. На рис. 2 точками нанесены коэффициенты отражения $|r_n|^2$ мод основного волокна ($n = 1, 2, \dots, 85$) при $\lambda = 1,55$ мкм. Максимум отражения ВБР₁ находится при $\beta_1^{(1)}$. Непрерывный спектраль-

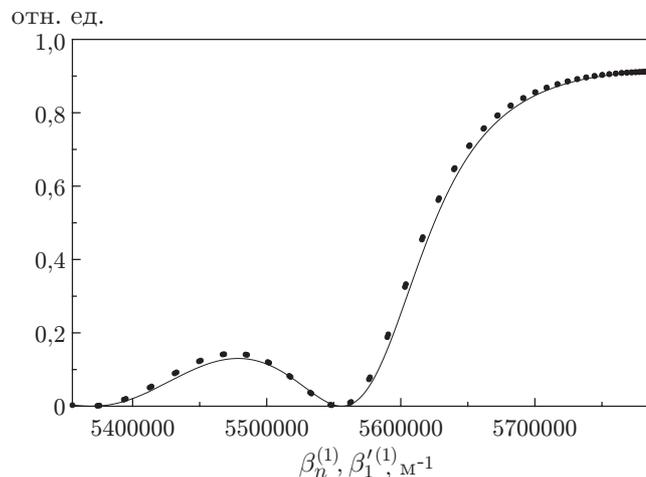


Рис. 2

ный контур коэффициента отражения $|r_1(\beta_1^{(1)})|^2$ показан сплошной линией и рассчитан для основной моды HE_{11} на длинах волн $\lambda' = 1,55-1,68$ мкм. По оси абсцисс откладывается волновое число, через которое с точностью $\sim 0,1$ % можно вычислить длину волны $\lambda' \approx 2\pi n_1/\beta_1^{(1)}$.

Как и при расчёте неволоконного ОИ [14], сначала находятся коэффициенты отражения и пропускания переднего зеркала (вставка + ВБР₁) для бегущей волны, затем подбором параметров обеспечивается максимальная асимметрия его коэффициентов отражения. Пусть в основном волокне слева от вставки радиальное распределение поля \mathbf{E}^+ («+» означает распространение в положительном, а «-» — в отрицательном направлении оси z) имеет вид моды HE_{11} ($\mathbf{E}^+(0) = \mathbf{E}_1^{(1)+}$ или через коэффициенты $\mathbf{u}^{(1)+}(0) = (1, 0, \dots, 0)$). Распределение поля во вставке будет представлять собой совокупность мод с амплитудными коэффициентами в соответствии с (5):

$$u_m^{(2)+}(0) = \hat{U}_{1m}^{(2)}, \quad m = 1, 2, \dots, M.$$

При распространении на расстояние L_{ins} , равное длине вставки, коэффициенты мод изменяются:

$$u_m^{(2)+}(L_{ins}) = \hat{U}_{1m}^{(2)} e^{-j\beta_m^{(2)} L_{ins}}, \quad m = 1, 2, \dots, M.$$

Далее идёт перерасложение по модам основного волокна на границе $z = L_{ins}$:

$$u_n^{(1)+}(L_{ins}) = \sum_{m=1}^M \hat{U}_{1m}^{(2)} e^{-j\beta_m^{(2)} L_{ins}} \hat{U}_{mn}^{(1)}, \quad n = 1, 2, \dots, N.$$

Коэффициент каждой моды умножается на соответствующий коэффициент отражения r_n или пропускания t_n ВБР₁:

$$u_n^{(1)-}(L_{ins}) = r_n u_n^{(1)+}(L_{ins}),$$

$$u_n^{(1)+}(L_{ins} + L_g) = t_n u_n^{(1)+}(L_{ins}), \quad n = 1, 2, \dots, N.$$

Коэффициент $u_1^{(1)+}(L_{ins} + L_g)$ определяет пропускание переднего зеркала (см. рис. 1) в основную моду. Высшие моды задают долю рассеянного света. Отражённые моды с амплитудами $u_n^{(1)-}(L_{ins})$, $n = 1, 2, \dots, N$, снова попадают во вставку, распространяются на расстояние L_{ins} и переходят в основное волокно:

$$u_p^{(1)-}(0) = \sum_{q=1}^M \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \hat{U}_{1m}^{(2)} e^{-j\beta_m^{(2)} L_{ins}} \hat{U}_{mn}^{(1)} r_n \hat{U}_{nq}^{(2)} e^{-j\beta_q^{(1)} L_{ins}} \hat{U}_{qp}^{(1)}, \quad p = 1, 2, \dots, N. \quad (7)$$

Аналогично полю в пропускании $u_p^{(1)-}(0)$ — это коэффициенты направляемых мод, отражённых в основное волокно, $u_1^{(1)-}(0)$ — в основную моду. Вычисленные коэффициенты отражения и пропускания переднего зеркала дают возможность описывать аппаратную функцию ОИ. Для получения необращённой формы зависимости коэффициента отраже-

ния ОИ от набега фаз между его зеркалами необходимо подбором коэффициентов a_4 и L_{ins} сделать значение $|u_1^{(1)-}(0)|$ как можно меньше, а в идеальном случае $|u_1^{(1)-}(0)| = 0$.

С учётом формулы разложения по модам (5) можно оценить погрешность принятого приближения, вычислив сумму коэффициентов разложения мод основного волокна по модам вставки и наоборот:

$$\Delta_m^{(1)} = \sum_{n=1}^N |\hat{U}_{mn}^{(1)}|^2, \quad m = 1, 2, \dots, M,$$

$$\Delta_n^{(2)} = \sum_{m=1}^M |\hat{U}_{nm}^{(2)}|^2, \quad n = 1, 2, \dots, N.$$

Значения сумм коэффициентов при начальных параметрах показаны на рис. 3 ($\Delta_m^{(1)}$ — точки, $\Delta_n^{(2)}$ — крестики). Интегралы по радиусу вычислялись с помощью формулы Симпсона на интервале $(0, 1, 1a_2)$, дискретизация 5000 интервалов (для численного моделирования использовалась библиотека NumPy [15], написанная на языке программирования Python 2.6.6). Было найдено, что $N = 163$, $M = 165$. Если доля энергии отражённой волны пренебрежимо мала, то $\Delta_m^{(1)}$ и $\Delta_n^{(2)}$ должны быть равны единице для всех n, m , что следует из закона сохранения энергии. С ростом числа мод проявляется недостаток или избыток энергии, обусловленный выбранным приближением. Разложение мод вставки по модам основного волокна и обратная процедура имеют одинаковый порядок погрешности. При уменьшении интервала дискретизации видимого изменения положения точек не наблюдается.

На результаты расчётов оказывают существенное влияние только те моды, которые находятся в диапазоне спектрально высокого коэффициента отражения ВБР₁ (см. рис. 2). Ослабление влияния высших мод происходит также из-за определённого выбора моды возбуждающего поля. Коэффициенты разложения по модам вставки $|u_m^{(2)+}(0)|^2$

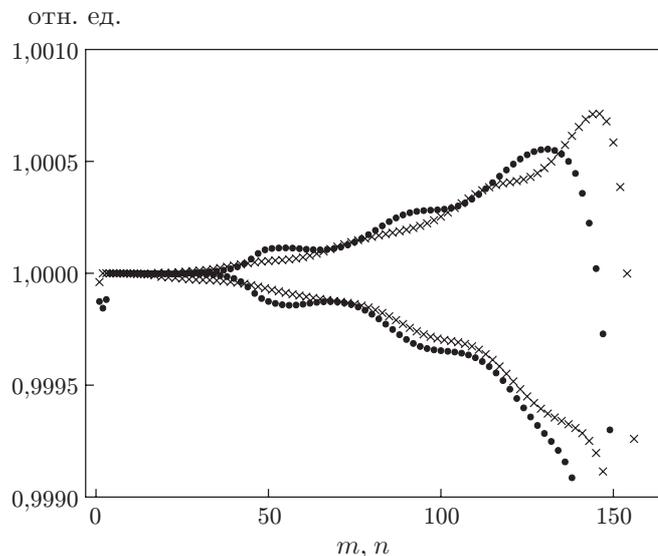


Рис. 3

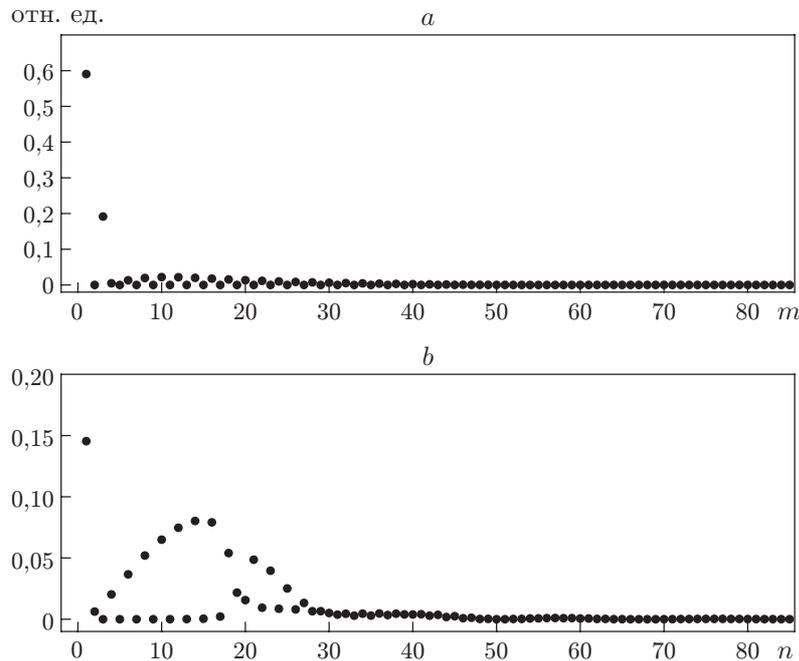


Рис. 4

($m = 0, 1, \dots, 85$) для моды HE_{11} основного волокна при начальных условиях показаны на рис. 4, *a*. На рис. 4, *b* изображены коэффициенты $|u_n^{(1)-}(0)|^2$ ($n = 0, 1, \dots, 85$) мод основного волокна, отражённых от переднего зеркала. Из рис. 2 и 4 можно заключить, что существенное значение будут иметь только несколько десятков низших мод. Поэтому увеличение погрешности разложения для мод с $n, m > 50$ пренебрежимо мало из-за уменьшения их амплитуды, т. е. удельного вклада.

Энергетические коэффициенты переднего зеркала ОИ при начальных значениях имеют для моды HE_{11} в отражении $|u_1^{(1)-}(0)|^2 = 0,1454$, суммарно во все высшие моды 0,746; в основную моду в пропускании $|u_1^{(1)+}(L_{ins} + L_g)|^2 = 0,0540$, в высшие моды 0,0543. Сумма этих коэффициентов с точностью до четвёртого знака равна 0,9997, т. е. в данном случае есть дефицит энергии величиной $3 \cdot 10^{-4}$, что характеризует порядок погрешности метода. Коэффициент отражения низшей моды с обратной стороны $ВБР_1$ равен 0,9118. Зеркало имеет асимметрию коэффициента отражения для бегущей волны с пространственным распределением основной моды. Включим его в состав двухзеркального интерферометра, расположив второе зеркало ($ВБР_2$) на расстоянии L_b от первого, и для простоты сделаем его коэффициент отражения равным единице во всём спектральном диапазоне. Каждая мода, прошедшая вставку, будет испытывать многолучевую интерференцию. Коэффициенты отражённых в основное волокно мод от такой двухзеркальной системы можно рассчитать, если в (7) заменить коэффициент отражения брэгговской решётки r_n коэффициентом отражения ρ_n интерферометра, образованного $ВБР_1$ и $ВБР_2$:

$$\rho_n = \rho_1 + \frac{\tau_1^2 \rho_3 e^{-2j\beta_n^{(1)} L_b}}{1 - \rho_2 \rho_3 e^{-2j\beta_n^{(1)} L_b}}; \quad (8)$$

$$\tilde{r}_p(L_b) = \sum_{q=1}^M \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \hat{U}_{1m}^{(2)} e^{-j\beta_m^{(2)} L_{ins}} \hat{U}_{mn}^{(1)} \rho_n \hat{U}_{nq}^{(2)} e^{-j\beta_q^{(1)} L_{ins}} \hat{U}_{qp}^{(1)}, \quad p = 1, 2, \dots, N.$$

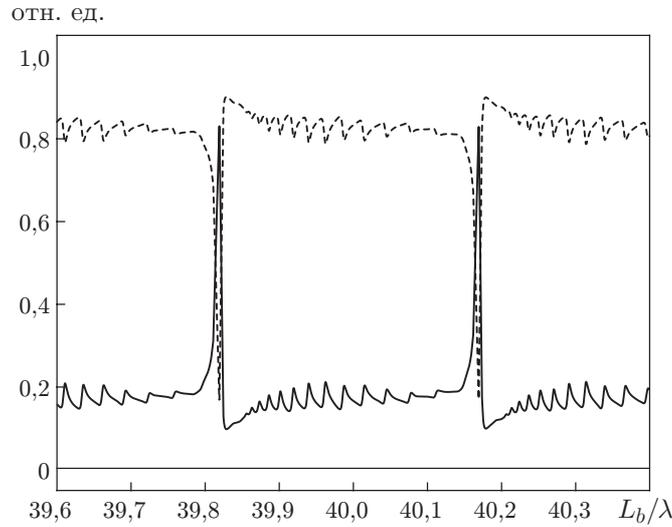


Рис. 5

Здесь амплитудные коэффициенты отражения и пропускания ВБР₁ $\rho_1 = r_n$, $|\rho_2| = |r_n|$ и $\tau_1 = t_n$ и отражения ВБР₂ $\rho_3 = 1,0$. Фаза ρ_2 может быть определена из соотношения $(2m + 1)\pi = \Psi_1 + \Psi_2 - 2\Phi_1$ (m — целое число), которое справедливо для многослойного покрытия без потерь и следует из закона сохранения энергии ($\Psi_{1,2}$ и Φ_1 — фазы коэффициентов $\rho_{1,2}$ и τ_1 соответственно) [1].

Предположения о применимости принципа функционирования ОИ на основе объёмной оптики в волоконном исполнении подтверждаются расчётом. На рис. 5 приводится зависимость коэффициента отражения ОИ в основную моду $|\tilde{r}_1|^2$ (сплошная линия), рассчитанная на основе начальных значений, от длины базы L_b . Форма линии имеет ярко выраженную асимметрию относительно основных максимумов в пределах периода, обусловленную ненулевым отражением переднего зеркала в основную моду и определённым соотношением фаз его коэффициентов [3]. Величина $L_b \approx 40\lambda$ выбрана таким образом, чтобы продемонстрировать эффект, который, по-видимому, присущ волоконным вариантам ОИ. В отличие от плавной зависимости объёмного интерферометра, рассчитанной для плоской волны света, в волоконном случае зависимость имеет между максимумами небольшие по величине резонансные пики, которые порождаются конечным набором мод с разными фазовыми скоростями. Можно предположить, что спектральная аппаратная функция не будет иметь этих промежуточных пиков, так как в зависимости от длины волны существует непрерывный (недискретный) набор мод, выраженных, например, на рис. 2 через непрерывные значения $\beta_1^{(1)}$ в отличие от дискретного набора собственных чисел $\beta_n^{(1)}$ для одной фиксированной длины волны. Зависимость рассеянного излучения (энергия высших мод $\sum_{p=2}^N |\tilde{r}_p|^2$ обозначена пунктирной кривой на рис. 5) дополняет линию

отражения до единицы с точностью 10^{-4} . Максимальный коэффициент отражения меньше единицы ($\approx 0,83$), что качественно соответствует неволоконному ОИ на основе фазового зеркала [14]. Резкость полос определяется формулой (8).

Увеличить контраст аппаратной функции ОИ можно, если понизить коэффициент отражения переднего зеркала в основную моду за счёт варьирования L_{ins} и a_4 . При

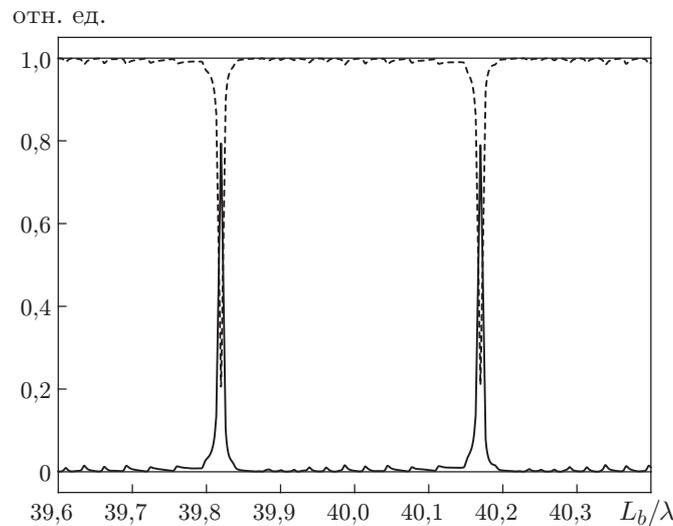


Рис. 6

$L_{ins} \approx 1,43\lambda/(4(n_4 - n_2))$, $a_4 \approx 0,45a_1$ коэффициент отражения в основную моду составил величину, значительно меньшую исходного значения: $|u_1^{(1)-}|^2 \approx 0,17 \cdot 10^{-2}$. Зависимость коэффициента отражения ОИ от L_b на основе такого зеркала представлена на рис. 6. В отличие от рис. 5, здесь профиль более симметричен относительно главных максимумов отражения, что связано с понижением отражения $|u_1^{(1)-}|^2$ переднего зеркала в основную моду [1]. Максимальный коэффициент отражения $\approx 0,79$, резкость полос ≈ 70 . Форма зависимости меняется при уменьшении расстояния между зеркалами, например при $L_b = 5\lambda$ максимальный коэффициент отражения повышается до $\approx 0,88$, резкость полос падает, т. е. происходит наложение аппаратных функций нескольких направляемых мод, промежуточные резонансные пики исчезают и форма линии становится плавной.

После оптимизации параметров переднего зеркала были рассчитаны его спектральные характеристики. В диапазоне длин волн 1,52–1,58 мкм асимметрия коэффициентов отражения переднего зеркала сохраняется: $|u_1^{(1)-}|^2 < 0,01$, отражение ВБР₁ для нулевой моды со стороны резонатора опускается не ниже 0,8, а пропускание увеличивается до 0,09.

Рассмотренный волоконный ОИ имеет некоторые специфические отличия от классического варианта. Исходя из общей методики расчёта и рис. 6, можно заключить, что ОИ с необращённой аппаратной функцией может быть создан в одномодовом волокне на базе многомодовой многолучевой интерференции.

Заключение. Для подтверждения результатов расчёта на основе изложенного численного метода требуется провести экспериментальную работу по изготовлению и исследованию свойств ОИ. Сформировать волоконную вставку в одномодовом волокне можно и без нарушения целостности основного волокна, если модифицировать коэффициент преломления небольшого участка сердцевины с помощью метода фемтосекундной записи [13]. Для получения пространственно больших волоконных решёток и увеличения их спектральной ширины, по-видимому, нужны специальные методы формирования и оптические волокна.

В данной работе рассмотрен волоконный ОИ, состоящий из оптических волоконных элементов со спектральными и пространственными характеристиками, позволяющими упростить расчёт сложных интерференционно-дифракционных эффектов в трёхмерном случае методом собственных мод. Демонстрируется селекция только одной низшей попе-

речной моды, которая имеет превалирующее значение перед другими (оболочечными) модами за счёт селективных свойств оптического волокна. Предполагается, что более сложная форма рассеивателя в области вставки может применяться для селекции не только основной, но и высших поперечных мод. В этом случае в отражательном волоконном интерферометре будут совместно действовать два оптических элемента: интерферометр Жире — Турнуа, образованный ВБР₁ и ВБР₂, и фазовый дифракционный элемент (простейший вариант модана), согласованная работа которых позволяет получать необращённую интерференционную картину в отражении. В приложении к волоконной лазерной оптике представляется интересным исследование применения ОИ для селекции поперечных типов колебаний, например, в многомодовом волокне. Многолучевая интерференция высших оболочечных мод может оказаться полезной в области сенсорики для детектирования окружающей волокно среды по аналогии с волоконным интерферометром Фабри — Перо [16]. Дальнейшие исследования волоконного ОИ могут быть связаны с аналитическим расчётом, изучением его спектральных свойств и экспериментальным изготовлением.

Автор выражает благодарность М. А. Никулину за активное участие в обсуждении работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Троицкий Ю. В.** Многолучевые интерферометры отраженного света. Новосибирск: Наука, 1985. 208 с.
2. **Троицкий Ю. В.** Одночастотная генерация в газовых лазерах. Новосибирск: Наука, 1975. 159 с.
3. **Терентьев В. С.** Многолучевые интерферометры в отраженном свете с «необращенной» аппаратной функцией // Автометрия. 2009. **45**, № 6. С. 89–98.
4. **Babin S. A., Kablukov S. I., Terentiev V. S.** Reflection interferometer based on the Troitsky thin film for frequency selection in fiber lasers // Laser Phys. 2008. **18**, N 11. P. 1241–1245.
5. **Терентьев В. С., Симонов В. А.** О частотной селекции излучения волоконного лазера с отражательным интерферометром // Автометрия. 2011. **47**, № 4. С. 41–48.
6. **Иванов О. В., Никитов С. А., Гуляев Ю. В.** Оболочечные моды волоконных световодов, их свойства и применение // УФН. 2006. **176**, № 2. С. 175–202.
7. **Marcuse D.** Radiation losses of the dominant mode in round dielectric waveguides // The Bell Syst. Techn. Journ. 1970. **49**, N 8. P. 1665–1693.
8. **Ivanov O. V.** Fibre-optic interferometer formed by a section of small-core fibre spliced between standard fibres // Opt. Commun. 2009. **282**, N 19. P. 3895–3898.
9. **Маркузе Д.** Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 576 р.
10. **Marcuse D.** Loss analysis of single-mode fiber splices // The Bell Syst. Techn. Journ. 1977. **56**, N 5. P. 703–718.
11. **Дианов Е. М., Прохоров А. М.** Лазеры и волоконная оптика // УФН. 1986. **148**, № 2. С. 289–311.
12. **Yariv A., Yeh P.** Photonics. Optical Electronics in Modern Communications. N. Y.: Oxford University Press, 2007. 836 p.
13. **Valle G. D., Osellame R. O., Laporta P.** Micromachining of photonic devices by femtosecond laser pulses // Journ. Opt. A: Pure and Appl. Opt. 2009. **11**, N 1. 013001.
14. **Кольченко А. П., Терентьев В. С., Трошин Б. И.** Интерферометр с «необращенной» аппаратной функцией в отраженном свете на основе фазовой решетки // Оптика и спектроскопия. 2006. **101**, № 4. С. 674–676.

15. **Oliphant T. E.** Guide to NumPy // Trelgol Publishing.
URL: <http://www.tramy.us/numpybook.pdf> (дата обращения: 11.12.2011).
16. **Кульчин Ю. Н., Витрик О. Б., Гурбатов С. О.** Спектр изогнутого волоконного интерферометра Фабри — Перо при малых вариациях показателя преломления внешней среды // Квантовая электроника. 2011. **41**, № 9. С. 821–823.

Поступила в редакцию 14 декабря 2011 г.
