

# Метод измерения коэффициентов связи между сердцевинами и поправок к постоянным распространения мод в многосердцевинных световодах

Н.А.Калинин, А.В.Андрианов, А.В.Ким

*Разработан новый экспериментальный метод восстановления профиля супермод многосердцевинного оптического волокна (МСВ), малых поправок к постоянным распространения излучения в сердцевинах, а также коэффициентов связи между ними без использования фазочувствительных измерений. Метод основан на измерениях интенсивности излучения в сердцевинах на выходе нескольких отрезков МСВ различной длины при использовании нескольких вариантов контролируемого ввода излучения в сердцевину на входе (в простейшем случае последовательно возбуждается каждая из сердцевины) с последующей численной обработкой с помощью итерационного алгоритма. Экспериментально продемонстрировано применение метода для семисердцевинного световода. В численном моделировании исследованы устойчивость метода и влияние числа измерений на точность восстановления параметров световода.*

**Ключевые слова:** многосердцевинные оптические волокна, постоянные распространения, коэффициенты связи, супермоды.

## 1. Введение

Многосердцевинные оптические волокна (МСВ) привлекают большое внимание как перспективная среда для систем высокоскоростной передачи информации [1], а также как компонент различных фотонных устройств и лазерных систем [2]. Отдельный интерес представляют МСВ с достаточно большой оптической связью между сердцевинами, за счет чего может происходить эффективная перекачка излучения между ними. Такие волокна имеют большой потенциал для многих применений, в том числе для высокоскоростной передачи информации с когерентным пространственным разделением каналов на основе кодировки с помощью супермод волокна [3] или мод с угловым орбитальным моментом [4], для устройств квантовой оптики [5], нелинейных переключателей и насыщающихся поглотителей для лазеров с синхронизацией мод [6], для целей нелинейной эндоскопии [7] и даже создания узкополосных фильтров для астрономических наблюдений [8]. В последнее время все большее внимание привлекает перспектива применения пассивных и активных МСВ в основе мощных лазерных и усилительных систем [9], где они могут быть использованы для усиления, транспортировки и управления пучками мощного лазерного излучения с сохранением высокой степени когерентности между сердцевинами.

В МСВ с сильной связью между сердцевинами параметры мод отдельных сердцевины и связь между модами

должны контролироваться с большой точностью для обеспечения регулярного предсказуемого взаимодействия, особенно в присутствии сильной нелинейности, характерной для мощных лазерных систем. Важно отметить, что даже небольшие отклонения структуры волокна (формы и расположения сердцевины), а также наличие малых дополнительных вариаций показателя преломления, вызванных как различием исходных заготовок для сердцевины, так и неоднородными механическими напряжениями, приводят к тому, что постоянные распространения мод и коэффициенты связи между сердцевинами отличаются от расчетных для идеальной структуры. Эти небольшие отличия оказывают существенное влияние на картину распространения излучения и должны контролироваться и учитываться при планировании и проведении экспериментов по изучению нелинейных процессов в МСВ. При разработке конструкции и изготовлении МСВ должны быть приняты меры для уменьшения влияния данных факторов, при этом для контроля необходим регулярный экспериментальный метод измерения волноводных параметров. Кроме того, для проведения полномасштабного численного моделирования с реалистичными параметрами экспериментально изготавливаемых МСВ необходимо с высокой точностью знать реальные параметры их сердцевины и связи между ними, определяющие свойства распространяющихся мод.

Измерение с достаточной точностью отклонений структуры волокна от идеальной в процессе изготовления является очень сложной задачей [10]. Так, например, микроскопия торца волокна не обеспечивает достаточную точность измерения геометрической формы сердцевины и не позволяет измерить вариации показателя преломления. Прямое измерение волноводных параметров волокна также сопряжено со значительными трудностями. Для волокна со слабой связью между сердцевинами некоторая информация о коэффициентах связи может быть извлечена с помощью рефлектометрии с временным разрешением (OTDR) при использовании большой длины волокна [11],

**Н.А.Калинин.** Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: alex.v.andrianov@gmail.com

**А.В.Андрианов, А.В.Ким.** Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 16 февраля 2018 г.

но при этом остаются неизвестными поправки к постоянным распространения. Более полная информация о волновых свойствах МСВ может быть получена с помощью измерения амплитуды и фазы поля на выходе МСВ, однако проведение абсолютных фазовых измерений трудно осуществимо экспериментально.

В настоящей работе представлен метод, основанный на измерениях интенсивности излучения на выходе нескольких отрезков МСВ различной длины и последующем решении обратной задачи для восстановления требуемых параметров.

## 2. Описание метода

Рассмотрим распространение монохроматического излучения в многосердцевинном световоде с  $N$  одинаковыми сердцевинами, где каждая сердцевина имеет лишь одну основную моду. Интенсивность излучения будем считать достаточно низкой, что позволяет пренебречь нелинейными эффектами. Связи между сердцевинами будем считать достаточно малыми, чтобы изменением профиля мод в каждой из сердцевинок можно было пренебречь, но в то же время и достаточно большими, чтобы допустить эффективную передачу энергии между сердцевинами при распространении света на расстоянии, превышающем характерный масштаб неоднородностей параметров по длине.

В этом случае амплитуду линейно поляризованного электрического поля в каждой сердцевине можно представить в виде  $E_i(z, t) = A_i(z)F_i(x, y)\exp(i\omega t - i\beta_0 z)$ , где  $i = 1, 2, \dots, N$  – номер сердцевины;  $F_i(x, y)$  – профиль основной моды в данной сердцевине;  $\beta_0$  – постоянная распространения;  $A_i(z)$  – медленно меняющаяся амплитуда. Пусть в общем случае постоянные распространения разных сердцевинок  $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_N$  несколько различаются, тогда зададим  $\beta_0 = (\beta_1 + \beta_2 + \dots + \beta_N)/N$ , а отличия фазового набег в сердцевине  $\exp(-i\beta_i z)$  от  $\exp(-i\beta_0 z)$  будем учитывать в медленно меняющейся амплитуде  $A_i(z)$ . Профиль моды  $F(x, y)$  выберем нормированным таким образом, чтобы мощность излучения была равна  $|A_i(z)|^2$ . Тогда распространение света описывается уравнениями

$$\frac{dA_i(z)}{dz} = i\Delta\beta_i A_i(z) + \sum_{j \neq i} ic_{ij} A_j, \quad (1)$$

где  $\Delta\beta_j = \beta_j - \beta_0$  – поправки к постоянным распространения, а  $c_{ij}$  – коэффициенты связи между сердцевинами [12]. Если материал световода не поглощает, выполняются условия  $c_{ij} = c_{ji}$ , причем  $\beta_i$  и  $c_{ij}$  – вещественные. Обозначив за  $A(z)$  вектор-столбец медленно меняющихся амплитуд  $(A_1(z), A_2(z), \dots, A_N(z))$ , запишем данное уравнение в матричном виде [13, 14]:

$$\frac{dA}{dz} = iCA, \quad C = \begin{pmatrix} \Delta\beta_1 & \dots & c_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ c_{N1} & \dots & \Delta\beta_N \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Таким образом, распространение света в данном режиме полностью описывается матрицей  $C$ , элементами которой являются поправки к постоянным распространения и коэффициенты связи, не зависящие от координаты  $z$ . Решение этого уравнения можно заметно упростить, если найти набор ортонормированных собственных векторов  $(L_1, L_2, \dots, L_N)$  и соответственные собственные значения  $(l_1, l_2, \dots, l_N)$  матрицы  $C$ ; тогда  $CL_i = l_i L_i$ ,

$$(L_i \cdot L_j) = \sum_{k=1}^N L_{ik} L_{jk} = \delta_{ij}$$

( $\delta_{ij} = 1$  при  $i = j$  и  $\delta_{ij} = 0$  при  $i \neq j$ ). Для данной матрицы  $C$  такие векторы всегда существуют, причем  $l_1, \dots, l_N$  – действительные числа, т. к. матрица  $C$  эрмитова. В таком случае эти векторы будут отвечать собственным (нормальным) модам для связанных сердцевинок, также называемым супермодами, а  $l_1, \dots, l_N$  равны их постоянным распространения относительно  $\beta_0$ . Тогда любой вектор  $A(z)$  можно разложить по собственным векторам:  $A(z) = p_1(z)L_1 + p_2(z)L_2 + \dots + p_N(z)L_N$ , где

$$p_i(z) = (A(z) \cdot L_i) = \sum_{j=1}^N A_j(z)L_{ij}.$$

Для коэффициентов разложения будут выполняться уравнения  $dp_i/dz = il_i p_i$ , поэтому  $p_i(z) = p_i(0)\exp(il_i z)$ , а

$$A(z) = \sum_{i=1}^N p_i(0)\exp(il_i z)L_i. \quad (3)$$

Таким образом, при известной матрице  $C$  легко найти решение  $A(z)$ . Обратное тоже верно: если известно достаточное количество пар амплитуд на входе МСВ ( $A(0)$ ) и на выходе ( $A(\mathcal{L})$ ), где  $\mathcal{L}$  – длина световода, то можно восстановить матрицу  $C$ . Однако измерение фазы  $\arg(A_i(\mathcal{L}))$  и  $\arg(A_i(0))$  является трудоемкой задачей, в связи с чем особый интерес представляет восстановление матрицы  $C$ , если можно измерить только интенсивность на входе каждой из сердцевинок  $|A_1(0)|^2, |A_2(0)|^2, \dots, |A_N(0)|^2$  и соответствующие величины на выходе  $|A_1(\mathcal{L})|^2, |A_2(\mathcal{L})|^2, \dots, |A_N(\mathcal{L})|^2$ . Поскольку информация о фазе отсутствует, то необходимо большее число измерений, чем в случае известной фазы.

В эксперименте наиболее просто реализовать случай, когда на входе световода засвечена лишь одна сердцевина, то есть  $|A_i(0)|^2 = 0$  для всех  $i \neq k$  и  $|A_k(0)|^2 = I$ . Для удобства положим  $I = 1$ . Тогда на выходе из световода длиной  $\mathcal{L}$  будет наблюдаться некоторое распределение интенсивности по сердцевинам:  $|A_1(\mathcal{L})|^2, |A_2(\mathcal{L})|^2, \dots, |A_N(\mathcal{L})|^2$ . Если провести  $M$  серий измерений для разных длин  $\mathcal{L}_1, \dots, \mathcal{L}_M$ , получится набор данных  $I_{ijk}^{\text{exp}} = |A_i(\mathcal{L}_j)|^2$  при условии, что на входе световода засвечена  $k$ -я сердцевина. При этом целесообразно выбирать длины  $\mathcal{L}_1, \dots, \mathcal{L}_M$  таким образом, чтобы их набор соответствовал равномерному перекрытию хотя бы одного периода перекачки энергии между соседними сердцевинами. Далее по этому набору данных находим такую матрицу  $\tilde{C}$ , чтобы ошибка

$$\Delta = \sum_{i,j,k} |I_{ijk}^{\text{exp}} - I_{ijk}^{\text{cal}}|^2$$

(где  $I_{ijk}^{\text{cal}} = |A_i(\mathcal{L}_j)|^2$ ) была минимальна, а амплитуда  $A_i(\mathcal{L}_j)$  вычислена по формуле при условии, что на входе световода засвечена только  $k$ -я сердцевина, а матрица  $C$  равна  $\tilde{C}$ . Таким образом, если можно подобрать матрицу  $C$  так, чтобы ошибка  $\Delta$  была близка к нулю, можно считать, что матрица  $\tilde{C}$  близка к настоящей матрице  $C$  и описывает распространение света в световоде.

Подбор матрицы  $C$  осуществляется численно с использованием итерационного алгоритма. Фактически задача сводится к задаче поиска минимума функции нескольких переменных, для которой существует большое

количество различных подходов. Однако большинство классических подходов не применимо, когда количество неизвестных переменных велико, а вычисление функции трудоемко. В данном случае число независимых действительных переменных равно  $N(N + 1)/2$ , которое резко растет с ростом числа сердцевин  $N$ , причем для вычисления ошибки  $\Delta$  необходимо найти собственные векторы матрицы размера  $N \times N$ , что требует значительного вычислительного времени. В связи с этим был применен стохастический метод спуска [15].

Алгоритм стартует с матрицы  $\tilde{C}$ , полученной из профиля показателя преломления в приближении идеально-геометрического строения волокна, итеративно улучшая приближение. На каждой итерации каждое значение в матрице изменяется случайным образом в некоторых пределах  $\Delta c$ , затем вычисляется значение  $\Delta$ . Симметричные элементы матрицы изменяются одинаково, чтобы удовлетворить условию  $c_{ij} = c_{ji}$ . На каждой итерации производится некоторое количество  $T$  таких изменений для одной и той же матрицы, из них выбирается приближение с наименьшим значением  $\Delta$ . Если это значение лучше, чем предыдущее найденное, то матрица  $\tilde{C}$  заменяется матрицей с изменениями, которая давала наименьшее значение  $\Delta$ . В противном случае считается, что вносимые случайные изменения слишком велики для продолжения поиска максимума, поэтому максимальное изменение  $\Delta c$  умножается на величину  $r < 1$ , и алгоритм продолжает работу. Это позволяет, с одной стороны, уменьшить вычислительные затраты в начале работы, когда текущее приближение находится достаточно далеко от оптимума, а с другой стороны, достаточно точно найти оптимальное приближение в конце работы. Кроме того, с увеличением номера итерации увеличивается число изменений  $T$  на каждом шаге, что служит той же цели. Для работы начальная величина  $\Delta c$  была выбрана равной  $\max|c_{ij}|/2$ ,  $r = 0.995$ , начальное число  $T$  равно 20, и оно линейно увеличивалось до 50 с номером итерации. Стоит отметить, что если невозможно найти разумное приближение  $\tilde{C}$  из профиля показателя преломления или из других соображений, то алгоритм может работать и с нулевым начальным приближением, но начальное значение  $\Delta c$  необходимо выбрать того же порядка, что и ожидаемые значения максимальных коэффициентов связей.

Отметим, что метод, основанный на идее измерения выходного распределения интенсивностей в сердцевинах МСВ при различных вариантах засветки на входе и последующем подборе параметров, был предложен в работе [16]. Однако реализованный в ней метод основан на измерении выходного излучения лишь при единственной длине волокна и обладает существенными ограничениями: все коэффициенты связи считаются одинаковыми, учитывается связь только с ближайшими соседями, длина волокна должна быть существенно меньше длины биений. Как будет показано далее, измерение лишь при одной длине волокна кардинальным образом ухудшает точность восстановления параметров волокна.

Также отметим известный метод, позволяющий восстанавливать профили мод и их групповые скорости в многомодовых световодах и основанный на измерении поля на выходе с пространственным и спектральным разрешением [17]. Данный метод требует широкополосного источника излучения, он не позволяет восстановить поправки к постоянным распространения мод; возможно

только восстановление поправок к групповым скоростям мод.

### 3. Экспериментальная проверка метода

Для экспериментальной проверки работоспособности метода мы использовали семисердцевинный световод с достаточно близко расположенными сердцевинами. Световод был изготовлен в НЦВО РАН по методике, аналогичной описанной в работе [18]. Структура световода показана на рис.1,а. Излучение лазера (длина волны  $\lambda = 1550$  нм) поочередно запускалось во все сердцевинки волокна, в каждом случае измерялась интенсивность излучения на выходе волокна с помощью инфракрасной камеры (Ophir Spiricon Pyrocam IV). Затем волокно обрезалось и измерения повторялись.

Мы провели измерения для различных ( $M = 20$ ) длин волокна, после чего был применен описанный алгоритм. Для контроля результатов сравнивались измеренная и вычисленная с помощью восстановленной матрицы  $C$  зависимости интенсивности излучения в каждой из сердцевин вдоль волокна. Примеры таких зависимостей, а также те же зависимости, вычисленные при использовании начального приближения матрицы  $C$  (полученной из профиля показателя преломления), приведены на рис.2.

Видно, что зависимости, использующие итоговое значение матрицы  $C$  (рис.2,б), повторяют все особенности измеренных зависимостей. В то же время матрица  $C$ , построенная по «идеальному» профилю показателя преломления (рис.2,а), дает совершенно другую зависимость. Таким образом, метод позволяет построить приближение к матрице, описывающей распространение света в данном волокне. Заметим, что полное совпадение измеренной интенсивности и интенсивности, рассчитанной по итерационному алгоритму, не достигается. Это может быть вызвано различными факторами, например дополнительными изменениями в структуре волокна и коэффициентами связи вдоль волокна, неучтенной динамикой поляризации и некогерентностью распространяющегося излучения, а также погрешностями экспериментального измерения интенсивностей.

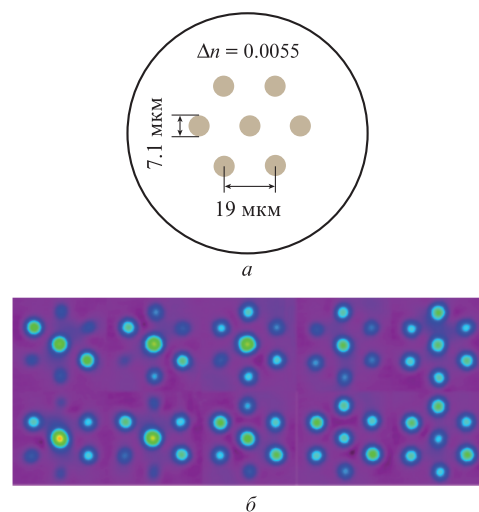


Рис.1. Структура световода (а) и примеры распределений интенсивности на ИК камере (б);  $\Delta n$  – разность показателей преломления на границе сердцевины и оболочки.

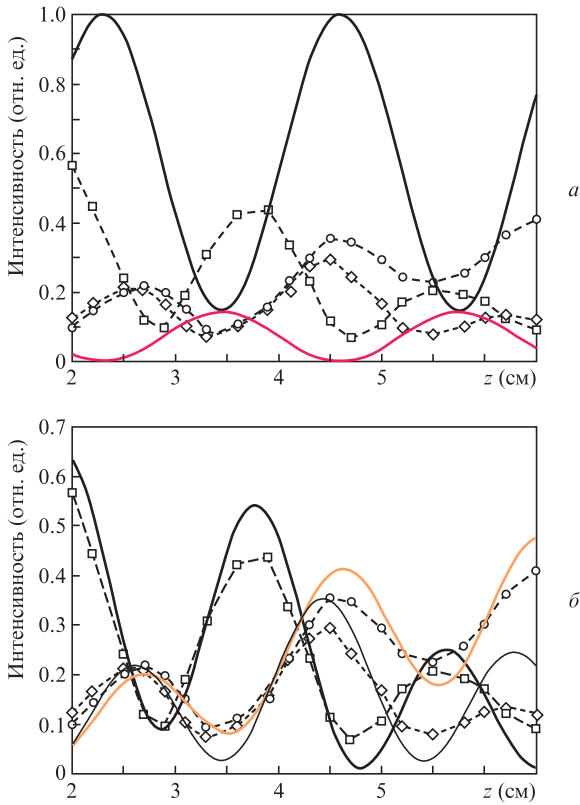


Рис.2. Измеренные (штриховые кривые) и восстановленные (сплошные кривые) интенсивности излучения в сердцевинах в зависимости от длины МСВ для нескольких сердцевин при использовании начального приближения матрицы  $C$  (а) и наилучшего найденного приближения (б).

Восстановленные профили супермод волокна, а также их постоянные распространения (относительно  $\beta_0$ ) представлены на рис.3,а. Видно, что в целом профили супермод похожи на профили супермод, которые имеет «идеальный» световод с такими же параметрами, однако существующие различия определяют совсем другой характер распространения света. Также на рис.3,б представлены поправки постоянных распространения  $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_N$  для каждой из сердцевин световода, нормированные на разности постоянной распространения для кварца ( $\beta_s = \omega/c$ ) и постоянной распространения для одной сердцевины:  $\beta_s - \beta$ .

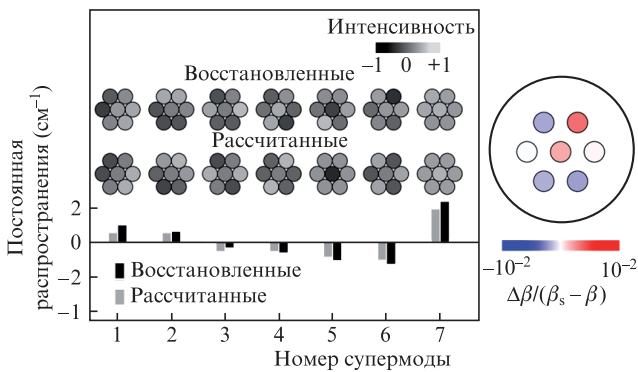


Рис.3. Профили и постоянные распространения супермод (а), а также поправки к постоянным распространения для каждой из сердцевин (б). Цветное изображение рисунка размещено на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

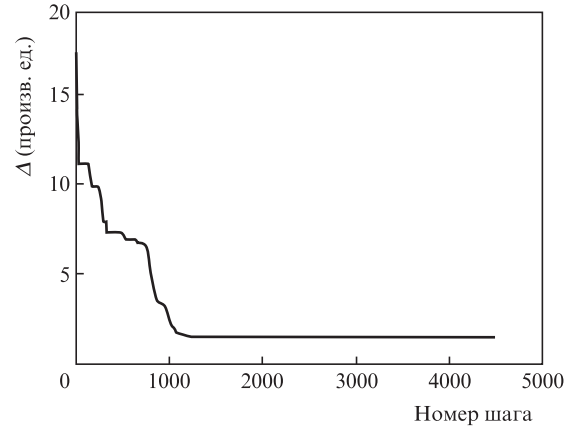


Рис.4. Зависимость ошибки  $\Delta$  от номера шага.

Алгоритм поиска оптимальной матрицы  $\tilde{C}$  был реализован на языке  $C++$ , для данных эксперимента потребовалось около 15000 шагов, время работы программы составило  $\sim 1$  мин на персональном компьютере. Таким образом, данный метод не требует больших вычислительных ресурсов. Зависимость ошибки  $\Delta$  от номера шага приведена на рис.4.

#### 4. Устойчивость метода

Поскольку представленный метод решения обратной задачи восстановления поправок к постоянным распространения и коэффициентам связи основан на поиске минимума функции многих переменных, важно понимать, в каких случаях лучшее найденное решение действительно близко к истинной матрице  $C$ , а в каких алгоритм нашел локальный минимум, далекий от истинной матрицы  $C$ . Так как исходные данные  $I_i(\mathcal{L}_j)$  могут быть неточными в силу различных причин (в том числе из-за неточной засветки одной сердцевины и шума матрицы камеры), параметр  $\Delta$  не всегда равен нулю, даже если найденное решение  $\tilde{C}$  близко к истинной матрице  $C$ .

Для изучения точности метода выполнялось численное моделирование распространения света в неидеальном световоде с известными параметрами, а затем эти параметры восстанавливались по известным интенсивностям в разных точках  $I_i(\mathcal{L}_j)$ . После этого проводилось сравнение восстановленной матрицы  $\tilde{C}$  с исходной матрицей  $C$ , использовавшейся для расчета интенсивностей  $I_i(\mathcal{L}_j)$ .

В качестве модели неидеального световода был выбран семисердцевинный световод с одинаковыми сердцевинами, в котором каждая из сердцевин сдвинута относительно симметричного положения на случайный вектор в пределах  $pd$ , где  $d$  – расстояние между сердцевинами, а  $p$  – параметр, характеризующий неидеальность световода и изменяющийся в пределах  $0 - 0.1$ . При максимальном значении  $p = 0.1$  из-за сильной экспоненциальной зависимости от расстояния значения коэффициентов связи между ближайшими сердцевинами могут измениться в два раза по сравнению со значениями «неискаженных» положений сердцевин. Расчет коэффициентов связи для такого световода может быть выполнен численно. После этого вычислялась величина отклонения матрицы  $C$  от идеальной по формуле

$$E_0 = \sum_{i,j} \frac{|c_{ij} - c_{0ij}|}{\max |c_{0ij}|},$$

затем рассчитывалась интенсивность в каждой из сердцевин для различной начальной засветки в  $2N$  точках и применялся алгоритм поиска матрицы  $\tilde{C}$ . После выполнения алгоритма вычислялась величина отклонения восстановленной матрицы  $\tilde{C}$  от истинной:

$$E = \sum_{i,j} \frac{|\tilde{c}_{ij} - c_{0ij}|}{\max |c_{0ij}|}.$$

Если  $E \ll E_0$ , то можно считать, что матрица  $C$  успешно восстановлена, в противном случае восстановления не происходит. Для каждого значения  $p$  вычисления проводились 10 раз, результаты представлены на рис.5.

Видно, что с увеличением неидеальности волокна алгоритм начинает чаще находить неверные решения и даже ухудшать приближения (несмотря на то, что ошибка  $\Delta$  значительно уменьшается). Однако даже при неидеальностях, где максимальные коэффициенты связи в два раза отличаются от исходного значения, в половине случаев алгоритм находит верное решение. Необходимо отметить, что, когда алгоритм не находит правильного решения, это легко обнаружить, т.к. ошибка  $E$  велика, и зависимости  $I_i(\mathcal{L}_j)$  сильно отличаются от измеренных. Тогда можно запустить алгоритм повторно, например с другим начальным приближением или с большим начальным шагом, чтобы избежать попадания в локальный минимум.

Из-за экспоненциальной зависимости от расстояния коэффициенты связи для соседних сердцевин много больше других коэффициентов связи, поэтому последние практически не влияют на характер распространения света в световоде. В то же время, поскольку метод специально не выделяет коэффициенты связи соседних сердцевин, абсолютные ошибки восстановления коэффициентов связи дальних сердцевин могут оказаться больше значений самих коэффициентов. Однако они по-прежнему не играют существенной роли в распространении света в световоде.

Для исследования влияния количества исходных измерений на точность работы метода было проведено аналогичное численное моделирование. В этом случае параметр  $M$  изменялся от 1 до  $2N$ , а параметр  $p$  был выбран равным 0.03. В процессе работы алгоритма текущая ошибка  $\Delta$  определялась на основе только  $m$  первых измерений (с минимальными значениями  $\mathcal{L}_j$ ), а по завершении работы алгоритма значение ошибки  $\Delta$  вычислялось с

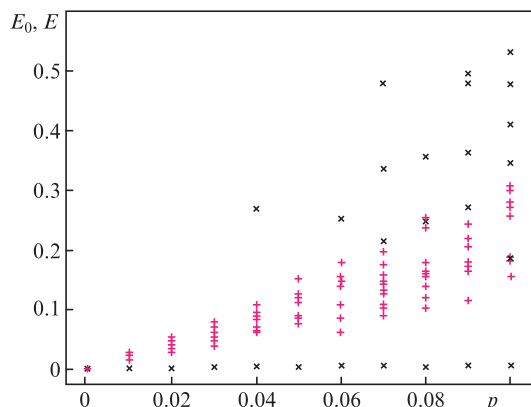


Рис.5. Начальные значения  $E_0$  (+) и конечные значения  $E$  (x) в зависимости от параметра  $p$ .

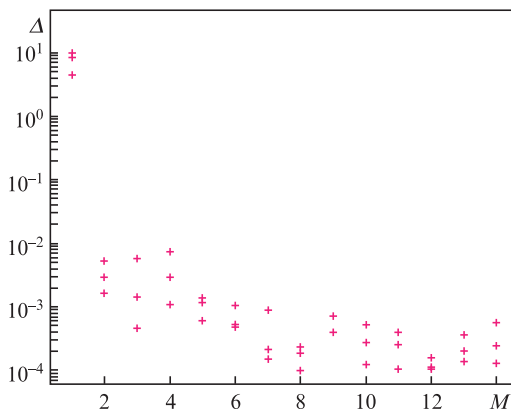


Рис.6. Зависимость ошибки  $\Delta$  от числа измерений  $M$ .

использованием всех  $2N$  измерений. Результаты представлены на рис.6.

Видно, что в целом ошибка  $\Delta$  уменьшается с ростом числа измерений и в среднем стабилизируется при  $M > 5$ . Стоит подчеркнуть, что если измерения проводились только при одной длине волокна (что фактически предлагалось в работе [16]), то ошибка на несколько порядков больше и восстановленные значения параметров плохо описывают распространение света в световоде.

## 5. Заключение

Разработан метод восстановления профиля супермод многосердцевинного световода, малых поправок к постоянным распространения излучения в сердцевинах, а также коэффициентов связи между ними, основанный только на измерениях интенсивности излучения и не требующий измерений фазы. Измерения интенсивности излучения в сердцевинах на выходе многосердцевинного световода выполняются при нескольких его длинах и нескольких вариантах контролируемого ввода излучения в сердцевину (например, при последовательном освещении каждой из сердцевин). Разработан итерационный алгоритм, позволяющий по данным измерениям восстанавливать значения коэффициентов связи между всеми сердцевинами, а также поправки к постоянным распространения в каждой сердцевине, т.е. все параметры, полностью определяющие волноводные свойства многосердцевинного волокна. В отличие от предложенных ранее методов, данный метод не предполагает жестких ограничений на разброс значений коэффициентов связи и позволяет восстановить их значения между всеми сердцевинами (а не только между ближайшими соседями), что может быть важно для многосердцевинных световодов со сложной структурой. Экспериментально продемонстрировано применение метода для семисердцевинного световода. В численном моделировании исследована устойчивость метода и влияние числа измерений на точность восстановления параметров световода.

Разработка и экспериментальная проверка метода выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект №16-12-10472), исследование устойчивости метода выполнено в рамках Программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом».

1. Richardson D., Fini J., Nelson L. *Nature Photon.*, 7 (5), 354 (2013).

2. Saitoh K., Shoichiro M. *J. Lightwave Technol.*, **34**, 55 (2016).
3. Arik S.Ö., Kahn J.M. *Photon. Technol. Lett.*, **25**, 2054 (2013).
4. Chan F.Y.M., Lau A.P.T., Tam H.-Y. *Opt. Express*, **20**, 4548 (2012).
5. Peruzzo A., Lobino M., Matthews J.C.F., Matsuda N., Politi A., Poullos K., Zhou X.-Q., Lahini Y., Ismail N., Worhoff K., Bromberg Y., Silberberg Y., Thompson M.G., O'Brien J.L. *Science*, **329**, 1500 (2010).
6. Nazemosadat E., Mafi A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **31**, 1874 (2014).
7. Mansuryan T., Rigaud P., Bouwmans G., Kermene V., Quiquempois Y., Desfarges-Berthelemot A., Armand P., Benoist J., Barthelemy A. *Opt. Express*, **20**, 24769 (2012).
8. Bland-Hawthorn J., Ellis S., Leon-Saval S., Haynes R., Roth M., Löhmansröben H.-G., Horton A., Cuby J.-G., Birks T.A., Lawrence J.S., Gillingham P., Ryder S.D., Trinh C. *Nat. Commun.*, **2**, 581 (2011).
9. Ramirez L.P., Hanna M., Bouwmans G., El Hamzaoui H., Bouazaoui M., Labat D., Delplace K., Pouysegur J., Guichard F., Rigaud P., Kermène V. *Opt. Express*, **23**, 5406 (2015).
10. Fini J.M., Zhu B., Taunay T.F., Yan M.F., Abedin K.S. *Opt. Express*, **20**, 949 (2012).
11. Yoshida M., Hirooka T., Nakazawa M., Imamura K., Sugizaki R., Yagi T. *Opt. Express*, **21**, 29157 (2013).
12. Маркузе Д. *Оптические волноводы и резонаторы* (М.: Мир, 1974).
13. Koshiha M., Saitoh K., Takenaga K., Matsuo S. *Opt. Express*, **19**, B102 (2011).
14. Chan F.Y., Lau A.P.T., Tam H.Y. *Opt. Express*, **20**, 4548 (2012).
15. Russell S., Norvig P. *Artificial Intelligence: A Modern Approach* (New Jersey: Prentice Hall, 2010).
16. Mosley P.J., Gris-Sánchez I., Stone J.M., Francis-Jones R.J., Ashton D.J., Birks T.A. *Opt. Express*, **22**, 25689 (2014).
17. Nicholson J.W., Yablon A.D., Ramachandran S., Ghalmi S. *Opt. Express*, **16**, 7233 (2008).
18. Егорова О.Н., Астапович М.С., Мельников Л.А., Салганский М.Ю., Мишкин В.П., Нищев К.Н., Семенов С.Л., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **46** (3), 262 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (3), 262 (2016)].