

# Поляризационные характеристики излучения многомодовых волоконных световодов

Д.В.Кизеветтер

*Рассмотрены поляризационные биения при распаде LP модовых групп в многомодовых волоконных световодах со ступенчатым профилем показателя преломления. На основании волноводных свойств этих групп определены теоретические зависимости степени линейной поляризации от длины световода и угла выхода излучения. Проведено сопоставление с существующими теоретическими представлениями. Показано, что излучение, выходящее из многомодового световода вблизи оси, может сохранять линейную поляризацию при длинах световода до нескольких метров. Представлены результаты экспериментальных исследований, подтверждающие основные теоретические выводы.*

**Ключевые слова:** волоконный световод, поляризация.

## 1. Введение

Важной характеристикой волоконных световодов (ВС) является степень поляризации выходящего излучения. Теория, описывающая изменение поляризации излучения в ВС, хорошо развита для одномодовых и маломодовых световодов. Физические явления, возникающие при распространении излучения, и основные его закономерности, а также конструктивные особенности сохраняющих поляризацию световодов обобщены, в частности, в [1, 2]. Сведения о поляризационных характеристиках многомодовых ВС, приводимые литературе, противоречивы. В некоторых работах утверждается, что многомодовые волоконные световоды не сохраняют поляризацию; это подтверждается многочисленными экспериментальными данными. Однако известны экспериментальные работы, в которых демонстрируется возможность сохранения линейной поляризации в многомодовых световодах. Например, в [3] приводятся данные о сохранении интегральной степени линейной поляризации (СЛП)  $p$  в световоде длиной  $L = 0.7$  м со ступенчатым профилем показателя преломления (ППП) и радиусом сердцевины  $r_0 = 100$  мкм. Известны также специальные волоконно-оптические системы на основе многомодовых ВС для передачи поляризованного излучения [4]. Однако возможность использования многомодовых световодов для доставки поляризованного излучения сдерживается отсутствием теории, позволяющей корректно описать их поляризационные свойства.

Существует лучевая теория деполяризации [3, 5], описывающая основные процессы, происходящие при вводе излучения в многомодовые ВС со ступенчатым ППП: это

снижение интегральной СЛП выходящего излучения при удлинении ВС или при увеличении угла ввода светового пучка относительно оси ВС. Основной недостаток лучевой теории заключается в противоречии между известными экспериментальными данными, согласно которым в световодах большой длины интегральную СЛП выходящего излучения можно считать пренебрежимо малой (при  $L \rightarrow \infty$  степень поляризации  $p \rightarrow 0$ ), и теоретической зависимостью, согласно которой при  $L \rightarrow \infty$  должно выполняться  $p \rightarrow 1/2$ , т. е. интегральная СЛП должна составлять 50 %. В настоящее время не существует объяснения указанному противоречию.

Использование численных методов расчета поляризационных характеристик (см., напр., [6, 7]) весьма сложно и не позволяет в полной мере выявить основные закономерности исследуемого эффекта. Выбор физической модели для численных расчетов также является актуальной задачей, влияющей на точность и корректность получаемых результатов.

Как лучевая теория, так и указанные выше численные методы используются для расчета поляризационных характеристик в ближней зоне дифракции. Лучи, распространяющиеся под различными углами к оси световода, в дальней зоне дифракции (ДЗД) будут разделены в пространстве. Интерференция между ними отсутствует, поэтому лучевой подход в ДЗД неприменим. Как будет показано ниже, поляризационные характеристики излучения, выходящего из многомодового волоконного световода со ступенчатым ППП, зависят от модового состава, а следовательно, и от угла выхода излучения. Поэтому исследование пространственных поляризационных характеристик излучения ВС в дальней зоне дифракции представляет существенный интерес.

Рассматриваемая ниже теория основана на волноводных свойствах [8] линейно поляризованных (LP) модовых групп цилиндрического диэлектрического световода, что позволило уточнить существующую лучевую теорию, объяснить известные экспериментальные данные и выявить новые поляризационные эффекты.

**Д.В.Кизеветтер.** Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия, 195251 С.-Петербург, ул. Политехническая, 29; e-mail: dmitrykiesewetter@gmail.com

Поступила в редакцию 11 января 2007 г., после доработки – 1 ноября 2009 г.

## 2. Поляризационные биения в LP модовых группах

Известно, что гибридные моды волоконного световода ( $HE$  и  $EH$ ) образуют LP модовые группы [9]. Модовые группы  $LP_{0j}$ , где  $j$  – радиальный индекс, формируются модами  $HE_{1j}$ , имеющими линейную поляризацию. Аналогично случаю группы  $LP_{01}$  в одномодовых ВС поляризационные биения LP модовых групп обусловлены несовершенствами световода. Модовые группы  $LP_{lj}$ , где  $l$  – азимутальный индекс, при  $l = 1$  образуют  $TM_{0j}$ ,  $TE_{0j}$  и  $HE_{2j}$  моды, а при  $l > 1$  –  $HE_{l+1,j}$  и  $EH_{l-1,j}$  моды, имеющие различные постоянные распространения [9]. В связи с этим при  $l \neq 0$  поляризационные биения обусловлены волноводными свойствами мод и будут иметь место даже в ВС с идеальной цилиндрической симметрией.

Основной сложностью при расчете параметров поляризационных биений LP групп является определение разности постоянных распространения волноводных мод, образующих заданную группу [8]. В приближении слабо направляемых мод в [9] получено выражение для разности собственных чисел волноводных мод, образующих  $LP_{lj}$  модовую группу:

$$\Delta u^{LP} = -\frac{(n_1^2 + n_2^2)u_{\pm l,j}}{2n_1^2 V}, \quad (1)$$

где  $n_1, n_2$  – показатели преломления сердцевин и оболочки ВС;  $u$  – собственное число;  $V = 2\pi r_0 NA / \lambda$  – нормированная частота ВС;  $r_0$  – радиус сердцевин;  $NA$  – числовая апертура;  $\lambda$  – длина волны излучения. Однако расчет  $\Delta u$  с помощью численного решения характеристического уравнения показал, что при  $V \rightarrow \infty$  асимптотой для  $\Delta u$  является не  $1/V$ , как следует из (1), а  $1/V^2$  [8]. Соответственно для многомодовых световодов формула (1) занижает значение  $\Delta u$  на 2–3 порядка. Поэтому была использована иная аппроксимация [8, 10, 11]:

$$\Delta u^{LP} \approx \frac{\xi_{l,j}^2 NA^2}{2\pi \xi_{l,j}^2 n_1}, \quad (2)$$

где  $\xi_{l,j}$  –  $j$ -й корень производной функции Бесселя  $l$ -го порядка;  $\xi_{l,j}^2 = V^2 - \xi_{l,j}^2$ . Тогда разность постоянных распространения [8, 11]

$$\Delta \beta_{i,j}^{LP} \approx \frac{\xi_{l,j}^3 NA^2 \lambda}{4\pi^2 n_1^2 r_0^2 \xi_{l,j}^2}. \quad (3)$$

Точность формул (2), (3) проверялась численно в широком диапазоне нормированных частот, числовых апертур и показателей преломления при различных азимутальных и радиальных индексах мод. Расчет показал [11], что формулы (2), (3) могут использоваться для оценки поляризационных параметров ВС при  $r_0 > 10$  мкм, исключая волноводные моды вблизи отсечки.

Известно, что выходящее излучение отдельных мод локализовано в узком угловом интервале [12, 13], причем  $u/V \approx \theta/\theta_{cr}$ , где  $\theta$  – угол выхода;  $\theta_{cr}$  – апертурный угол. Соответственно (3) можно представить в следующем виде [10]:

$$\Delta \beta \approx \frac{NA^3 \theta_n^3}{2\pi n_1^2 r_0}, \quad (4)$$

где  $\theta_n = \theta/\theta_{cr}$  – нормированный угол выхода. Формула (4) справедлива также для случая ввода в световод излучения плоской электромагнитной волны под углом  $\theta$  к его оси [10]. Набег разности фаз волноводных мод, образующих LP модовую группу с углом выхода  $\theta$  на длине световода  $L$ , составляет  $\Delta \beta L$ , где  $\Delta \beta$  определяется выражением (4). Длину волны поляризационных биений  $L_b$  находят из условия

$$\Delta \beta L_b = 2\pi. \quad (5)$$

Из (3) получаем

$$L_b = \frac{8\pi^3 n_1^2 r_0^2 \xi_{i,j}^2}{\xi_{i,j}^3 NA^2 \lambda}, \quad (6)$$

а из (4) определяем взаимосвязь  $L_b$  и нормированного угла выхода излучения  $\theta_n$ :

$$L_b = \frac{4\pi^2 n_1^2 r_0}{NA^3 \theta_n^3}. \quad (7)$$

Если исключить из рассмотрения модовые группы  $LP_{0j}$  и  $LP_{1j}$ , то для низшей модовой группы  $LP_{21}$  длина волны поляризационных биений составит при  $V = 1000$  ( $NA = 0.25, \lambda = 1$  мкм) более  $4 \times 10^6$  м, при  $V = 100$  – приблизительно 500 м, а при  $V = 20$  – около 0.9 м. Для LP групп более высокого порядка  $L_b$  в соответствии с формулой (7) существенно меньше, чем для  $LP_{21}$  группы. Вблизи отсечки ( $u_{ij} \approx V$ ) при  $V = 1000$  величина  $L_b$  снижается до нескольких десятков или единиц метров (в зависимости от индексов группы), а при  $V = 20$  – до нескольких сантиметров.

При определении параметров поляризационных биений  $LP_{ij}$  групп при  $i \neq 0$  следует учитывать, что, в отличие от основной моды, направления векторов электрической и магнитной напряженностей волноводных мод, образующих эти группы, зависят от азимутального угла  $\varphi$ . Представим проекции напряженностей полей мод, образующих  $LP_{ij}$  группу ( $E_1, E_2$ ), в ближней зоне дифракции при  $r = \text{const}$  в следующем виде [9]:

$$E_{x1} \propto A_{E1} \cos(l\varphi), \quad E_{x2} \propto -A_{E2} \cos(l\varphi), \quad (8)$$

$$E_{y1} \propto A_{E1} \sin(l\varphi), \quad E_{y2} \propto A_{E2} \sin(l\varphi). \quad (9)$$

При  $A_{E1} = -A_{E2} \equiv A$  выражения (8), (9) описывают поля LP группы с  $E_x \neq 0, E_y = 0$  (при  $A_{E1} = A_{E2}$  – группы с  $E_x = 0, E_y \neq 0$ ). Если между модами существует разность фаз  $\psi$  ( $A_{E2} = A \exp(-i\psi)$ ), то для суммарного поля получаем

$$\text{Re}E_x \propto A \cos(l\varphi)(1 + \cos \psi), \quad \text{Im}E_x \propto A \cos(l\varphi) \sin \psi, \quad (10)$$

$$\text{Re}E_y \propto A \sin(l\varphi)(1 - \cos \psi), \quad \text{Im}E_y \propto -A \sin(l\varphi) \sin \psi. \quad (11)$$

Введем параметр  $p_r$ , характеризующий интегральную степень линейной поляризации в слое  $r + \Delta r$  в виде [14]

$$p_r = \frac{\int_0^{2\pi} (E_x E_x^* - E_y E_y^*) d\varphi}{\int_0^{2\pi} (E_x E_x^* + E_y E_y^*) d\varphi}. \quad (12)$$

Из (10), (11), выполнив преобразования, получим

$$E_x E_x^* = A^2 \cos^2(l\varphi)[(1 + \cos \psi)^2 + \sin^2 \psi], \quad (13)$$

$$E_y E_y^* = A^2 \sin^2(l\varphi)[(1 - \cos \psi)^2 + \sin^2 \psi]. \quad (14)$$

Тогда, произведя интегрирование (12) с учетом того, что  $\int_0^{2\pi} \cos^2(l\varphi) d\varphi = \pi$ , имеем

$$p_r = \cos \psi. \quad (15)$$

Принципиальное отличие поляризационных биений LP<sub>l</sub> групп с  $l > 0$  от поляризационных биений основной модовой группы заключается в том, что, во-первых, рассматриваемые биения обусловлены волноводными свойствами мод цилиндрического диэлектрического световода в отсутствие двулучепреломления, а во-вторых, при  $\psi = \pi + 2\pi m$  и  $\psi = 2\pi m$ , где  $m$  – целое число, независимо от направления вектора электрической напряженности на входе ВС напряженность суммарного поля направлена ортогонально входному полю. При  $\psi = \pi/2 + \pi m$  получаем  $p_r = 0$ . С учетом того, что  $p_r$  не зависит от  $r$ , условие  $p_r = 0$  означает, что интегральная степень линейной поляризации модовой группы также равна нулю. Изменение знака  $p_r$  при изменении  $\psi$  обусловлено изменением направления поляризации на ортогональное. В классическом определении интегральная степень линейной поляризации [14]  $p$  рассчитывается по всей площади выходящего излучения и связана с  $p_r$  (12) соотношением  $p = |p_r|$ . Соответственно функция  $p(\psi)$  имеет разрыв производной в точках  $p = 0$ . Используемую интегральную степень линейной поляризации  $p$  для излучения отдельной LP группы и множества LP групп следует трактовать аналогично деполаризации излучения [7] как переход от состояния с однородной линейной поляризацией к состоянию с пространственно неоднородной поляризацией.

Приравнивая набег разности фаз  $\Delta\beta L$  к  $\pi/2$ , из формулы (4) получаем выражение для нормированного угла выхода  $\theta_{dn}$ , при котором  $p_r = 0$ :

$$\theta_{dn} = \left( \frac{\pi^2 n_1^2 r_0}{L} \right)^{1/3} \frac{1}{NA}. \quad (16)$$

Соответственно

$$\theta_d = \theta_{dn} \theta_{cr}. \quad (17)$$

Очевидно, что  $\theta_{dn}$  должно быть меньше единицы. Если из (16) следует  $\theta_{dn} > 1$ , то это означает, что при заданных параметрах световода разность фаз  $\psi$  не достигает  $\pi/2$  даже в случае  $\theta = \theta_{cr}$ . При рассмотрении угловых зависимостей целесообразно ввести функцию  $p_a(\theta)$ , которая, аналогично функции  $p_r$  ( $p = |p_a(\theta)|$ ), характеризует СЛП в угловом интервале  $\theta - \theta + \Delta\theta$  при  $\Delta\theta \rightarrow 0$ . Если введенное двулучепреломление и энергообмен между модами отсутствуют, то для используемого приближения при  $\theta \rightarrow 0$  и любом значении  $L$  будем иметь  $p_a \rightarrow 1$ . Это является неточностью используемой модели и обусловлено заменой дискретных значений  $\Delta\beta_{ij}$  непрерывной функцией  $\Delta\beta(\theta)$ . Однако, как будет показано ниже, указанный недостаток не окажет существенного влияния на точность расчета поляризационных характеристик, если учесть увеличение угловой расходимости излучения при распространении по ВС. Полагая, что угловое распре-

деление интенсивности выходящего излучения  $I(\theta)$  является постоянным в пределах апертурного угла, изменение СЛП на участке  $0 \leq \theta_n \leq \theta_{dn}$  можно описать функцией вида  $\cos(\alpha\theta_n^3)$ , где  $\alpha = NA^3 L / (2\pi n_1^2 r_0)$  – коэффициент пропорциональности.

### 3. Поляризационные свойства множества LP модовых групп

Как правило, в многомодовых ВС распространяется довольно большое число волноводных мод, поэтому в любом угловом интервале  $\Delta\theta$ , даже при  $\Delta\theta \rightarrow 0$ , будут интерферировать различные волноводные моды с близкими значениями постоянных распространения. Существенное влияние на результирующие зависимости СЛП от  $\theta$  и других параметров оказывает обусловленная несовершенствами сердцевины световода взаимосвязь мод, приводящая к энергообмену между модами в интервале углов  $\theta \pm \Delta\theta_s$ . Точно рассчитать поляризационные характеристики для реальных случаев можно только численными методами, и этот расчет весьма сложен для практического использования. Для приближенного расчета  $p$  и  $p_a$  существуют альтернативные подходы, позволяющие учесть указанные выше эффекты. Принимая во внимание различное пространственное распределение полей волноводных мод, можно суммировать интенсивности двух направлений поляризации для мод в заданном интервале углов выхода, соизмеримых с оценочными значениями  $\Delta\theta_s$  (модель 1). Противоположный подход заключается в суммировании напряженностей полей в пренебрежении пространственными распределениями мод, т. е. является аналогией лучевого подхода [3, 5] с учетом волновых свойств (модель 2). Сравнение полученных оценок с экспериментальными данными показало, что оба подхода корректно описывают характер изменения  $p_a(\theta)$  в диапазоне  $0 \leq \theta_n < \theta_{dn}$ , а следовательно, и зависимость  $p$  от угла ввода. Однако в первом случае при  $L \rightarrow \infty$  имеет место  $p_a \rightarrow 0$  и  $p \rightarrow 0$ , что соответствует известным экспериментальным данным, а во втором –  $p_a \rightarrow 1/2$  и  $p \rightarrow 1/2$ . Однако во втором случае более точно описываются осцилляции  $p_a(L)$  и  $p(L)$ .

Если предположить, что на вход ВС попадает излучение с полушириной диаграммы направленности (ДН)  $\sigma$  (угловая расходимость излучения  $\sigma$  обусловлена энергообменом между модами), то величину  $p$  для модели 1 можно вычислить по формуле

$$p = \frac{|p_r - p_i|}{p_r + p_i}, \quad (18)$$

где

$$p_r = \int_0^1 \cos^2 \left( \frac{LNA^3 \gamma_n^3}{2\pi r_0 n_1^2} \right) \exp \left( -\frac{\gamma_n^2}{\sigma_n^2} \right) \gamma_n d\gamma_n; \quad (19)$$

$$p_i = \int_0^1 \sin^2 \left( \frac{LNA^3 \gamma_n^3}{2\pi r_0 n_1^2} \right) \exp \left( -\frac{\gamma_n^2}{\sigma_n^2} \right) \gamma_n d\gamma_n; \quad (20)$$

$\gamma_n = \gamma/\gamma_{cr} = \gamma/\theta_{cr}$  – нормированный угол ввода излучения относительно оси ВС;  $\sigma_n = \sigma/\theta_{cr}$  – нормированная полуширина ДН.

Для модели 2

$$p = \frac{|p_r^2 - p_i^2|}{p_r^2 + p_i^2}, \quad (21)$$

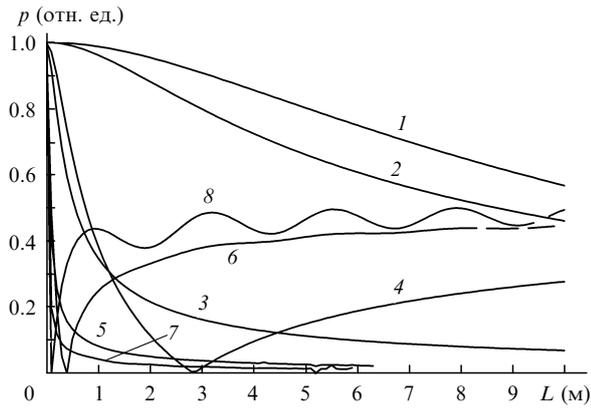


Рис.1. Расчетные зависимости интегральной степени линейной поляризации выходящего излучения при  $\lambda = 0.6328$  мкм для световода с  $r_0 = 100$  мкм,  $NA = 0.25$  и  $n_1 = 1.45$ , полученные с использованием модели 1 (1, 3, 5, 7) и модели 2 (2, 4, 6, 8) при  $\sigma_n = 0.1$  (1, 2), 0.25 (3, 4), 0.5 (5, 6) и 0.75 (7, 8).

где

$$p_r = \int_0^1 \cos\left(\frac{LNA^3 \gamma_n^3}{2\pi r_0 n_1^2}\right) \exp\left(-\frac{\gamma_n^2}{\sigma_n^2}\right) \gamma_n d\gamma_n; \quad (22)$$

$$p_i = \int_0^1 \sin\left(\frac{LNA^3 \gamma_n^3}{2\pi r_0 n_1^2}\right) \exp\left(-\frac{\gamma_n^2}{\sigma_n^2}\right) \gamma_n d\gamma_n. \quad (23)$$

Полученные зависимости  $p(L)$ , представленные на рис.1, иллюстрируют указанные выше закономерности. Увеличение  $\sigma_n$  соответствует расширению диапазона возбужденных мод, что приводит к уменьшению длины световода, при которой возможна высокая степень линейной поляризации выходящего излучения (рис.1).

Угловые зависимости степени линейной поляризации  $p_a(\theta_n)$  при  $\theta_n < \theta_{dn}$  корректно описывают обе упомянутые модели. Однако изменение  $p_a(\theta_n)$  во всем диапазоне углов выхода  $0 < \theta_n < 1$  (снижение  $p_a$  при увеличении  $\theta_n$  от нуля до  $\theta_{dn}$  и затухающие осцилляции при  $\theta_n > \theta_{dn}$ ) правильно характеризует только модель 1. Пример расчетных зависимостей приведен на рис.2. Ни первая, ни вторая модель не позволяют точно вычислить угол  $\theta_{dn}$ , поэтому для определения зависимости  $p_a(\theta_n)$  целесообразно применить аппроксимацию. Далее будет показано экспериментально, что простой аппроксимацией зависи-

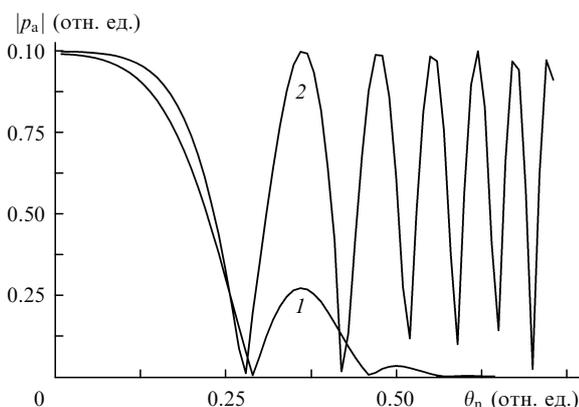


Рис.2. Теоретические зависимости степени линейной поляризации от угла выхода излучения для ВС с  $L = 0.5$  м,  $r_0 = 100$  мкм,  $NA = 0.43$  и  $n_1 = 1.45$ , полученные при использовании модели 1 (интегрирование интенсивностей, 1), и модели 2 (интегрирование напряженностей, 2).

мости  $p_a(\theta_n)$  для реальных многомодовых световодов может служить функция

$$p_a(\theta_n) = p_0 \cos\left(\frac{LNA^3 \theta_n^3}{2\pi r_0 n_1^2}\right) \exp\left(-\frac{\theta_n^2}{s_n^2}\right), \quad (24)$$

где  $p_0$ ,  $s_n$  – коэффициенты аппроксимации ( $p_0 \leq 1$ ). Для прикладных расчетов можно полагать, что  $s_n \approx \theta_{dn}$ . Для световодов высокого качества  $s_n$  может быть больше  $\theta_{dn}$ , а  $p_0 \approx 1$ . Для ВС низкого качества  $s_n < \theta_{dn}$ , а  $p_0 \ll 1$ . Чем больше влияние наведенного двулучепреломления и энергообмена между модами в волокне, тем меньше  $p_0$ . Таким образом, коэффициент аппроксимации  $p_0$  можно использовать для объективной оценки качества ВС при учете указанных выше влияний.

Модовые группы  $LP_{0j}$  и  $LP_{1j}$ , для которых выражение (4) неприменимо, влияют на поляризационные характеристики незначительно из-за своей сравнительной малочисленности. При равномерном возбуждении мод для грубой оценки вклада как  $LP_{0j}$ , так и  $LP_{1j}$  можно использовать величину  $1/V$  [8]. Поэтому в многомодовых ВС уменьшение или увеличение интегральной степени линейной поляризации, связанное с числом  $LP_{0j}$  и  $LP_{1j}$  групп, не превышает нескольких процентов и им можно пренебречь.

Следует отметить, что величину интегральной СЛП  $p$  нельзя вычислить интегрированием  $p_a(\theta_n)$  (24) по углу выхода  $\theta_n$  без учета распределения интенсивности  $I(\theta)$ .

При  $\theta_n > \theta_{dn}$  для реальных многомодовых ВС  $|p_a| \ll 1$ , поэтому можно считать, что при  $\theta > \theta_d$  выходящее излучение не обладает линейной поляризацией, а угол  $\theta_d$  можно назвать углом отсечки линейной поляризации выходящего излучения.

#### 4. Экспериментальное исследование

Экспериментальное исследование проводилось на световодах со ступенчатым ППП различной длины. Пучок излучения He–Ne-лазера ( $\lambda = 0.6328$  мкм) вводился в ВС через несколько слоев светорассеивающего лака АК5192, нанесенного на поверхность входного торца и обеспечивающего равномерное возбуждение волноводных мод [15]. Излучение, выходящее из ВС и прошедшее через анализатор, в дальней зоне дифракции регистрировалось матричной телевизионной камерой на матовом экране. Типичные угловые распределения интенсивности  $I(\theta)$  приведены на рис.3. С целью уменьшения влияния спекл-структуры выходящего излучения на точность измерений для расчета зависимости СЛП от  $\theta$  использовались усредненные по азимутальному углу распределения  $I(\theta)$ . Полученные зависимости  $p_a(\theta)$  для двух световодов (ВС 1 с  $r_0 = 100$  мкм,  $L = 0.5$  м; ВС 2 (световоды из волоконно-оптического жгута, состоящего из одиночных световодов) с  $r_0 = 10$  мкм,  $L = 0.25$  м) представлены на рис.4, 5. Характер зависимости  $p_a$  от  $\theta$  соответствует теоретическому. Для ВС 1 экспериментальное значение  $\theta_d \approx 9.5^\circ$ , расчетное –  $9.3^\circ$  (в расчете  $n_1 = 1.45$ ,  $\theta_{cr} \approx 25^\circ$  (по уровню  $1/e$ ),  $NA = 0.43$ ). Для ВС 2 расчетное значение  $\theta_d = 5.5^\circ$ , экспериментальное –  $5.4^\circ$  (при  $\theta_{cr} \approx 33^\circ$ ). Аналогичные результаты, подтверждающие теорию, получены и для других волоконных световодов. Некоторое различие расчетных и экспериментальных данных объясняется, по-видимому, неточностью определения угла выхода и числовой апертуры ВС. Существенное расхож-

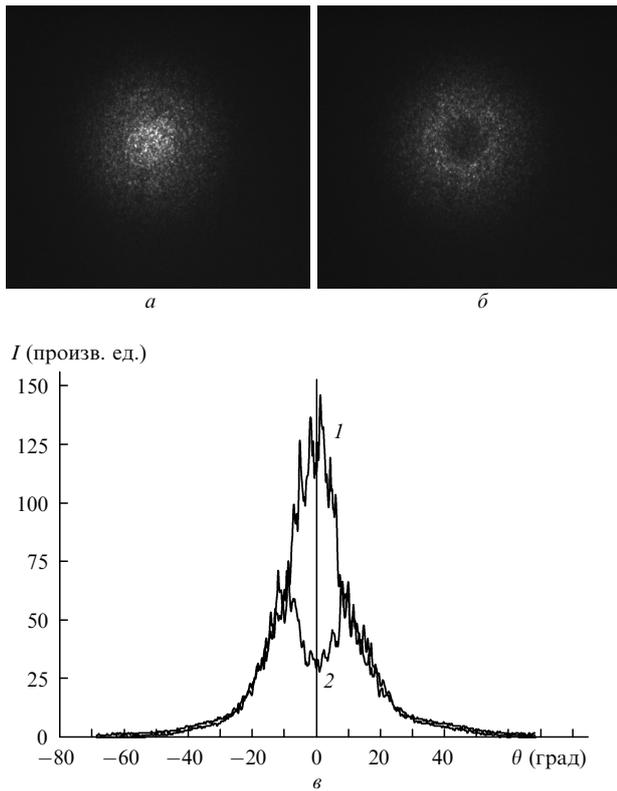


Рис.3. Пространственные распределения интенсивности выходящего излучения для двух взаимно перпендикулярных углов поворота анализатора при положении анализатора, соответствующем поляризации выходящего излучения вблизи оси (а), и его перпендикулярном положении (б), а также экспериментальные угловые распределения интенсивности выходящего излучения для двух ортогональных направлений анализатора (1, 2) ( $\theta$ ) при  $\lambda = 0.6328$  мкм;  $L = 0.5$  м,  $r_0 = 100$  мкм,  $NA = 0.43$  и  $n_1 = 1.45$ .

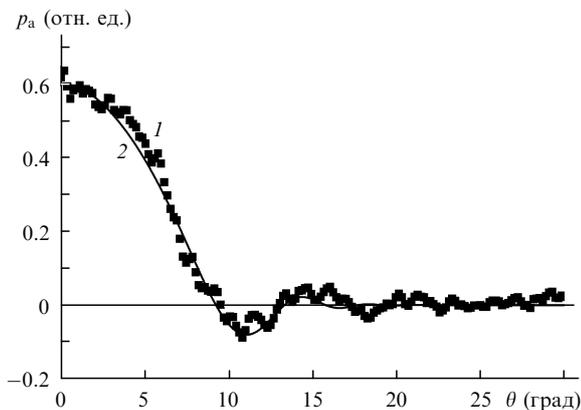


Рис.4. Степень линейной поляризации как функция угла выхода излучения для ВС 1 с  $L = 0.5$  м,  $r_0 = 100$  мкм,  $NA = 0.43$  и  $n_1 = 1.45$ ; 1 – эксперимент, 2 – аппроксимация по формуле (24) с параметрами  $p_0 = 0.6$ ,  $s = 8^\circ$ .

дение экспериментальных и теоретических значений  $\theta_d$  наблюдалось только для световодов с большими внутренними напряжениями (в частности, для полимерного ВС с жесткой защитной оболочкой), о наличие которых свидетельствовало специфическое распределение интенсивности в ближней зоне дифракции [13, 16].

Угловые положения локальных минимумов функции  $p_a(\theta)$  при  $\theta > \theta_d$  (т.е. максимумов высокого порядка) зависели от условий измерений, параметров изгибов ВС и, как правило, не воспроизводились многократно.

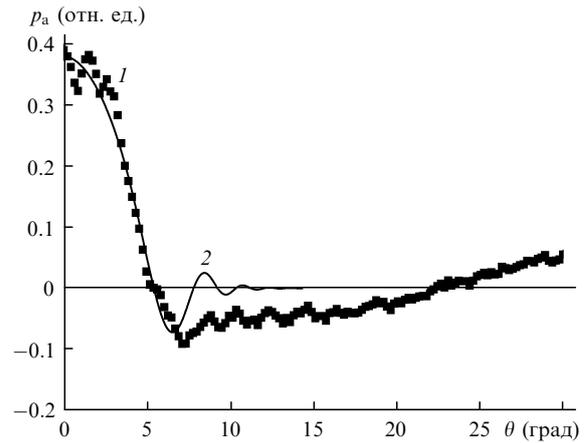


Рис.5. Степень линейной поляризации как функция угла выхода излучения для ВС 2 с  $L = 0.5$  м,  $r_0 = 100$  мкм,  $NA = 0.43$  и  $n_1 = 1.45$ ;  $L = 0.25$  м,  $r_0 = 10$  мкм,  $NA = 0.56$  и  $n_1 = 1.45$ ; 1 – эксперимент, 2 – аппроксимация по формуле (24) с параметрами  $p_0 = 0.38$ ,  $s = 5.2^\circ$ .

Величина интегральной СЛП  $p$  излучения, выходящего из ВС 1, составляла 0.15, а  $p_a$  вблизи оси ( $\theta \ll \theta_d$ ) равнялась 0.5–0.7. При возбуждении мод световода с нерассеивающим (полированным) входным торцом лазерным пучком, направленным по оси ВС (угол ввода  $\gamma = 0$ ) распределение  $I(\theta)$  было уже приведенного на рис.1, однако величина  $\theta_d$  практически не изменилась. При этом  $p$  составляло 0.94, а  $p_a$  вблизи оси – 0.98. Следовательно, низкая интегральная СЛП выходящего излучения при равномерном возбуждении мод обусловлена широким угловым спектром распространяющегося излучения. Сопоставление значений  $p_a$  вблизи оси для рассмотренных случаев позволяет считать, что при равномерном возбуждении мод имеет место «перекачка» энергии высших (деполяризованных) мод в низшие (с  $\theta \ll \theta_d$ ). Аналогичный эффект наблюдался и для волоконно-оптического жгута.

Экспериментально установлено, что изгиб радиусом более 0.1 м практически не влиял на поляризационные характеристики выходящего излучения исследованных световодов. Это позволило многократно воспроизводить описанные выше зависимости.

### 5. Заключение

Таким образом, теоретически установлено и экспериментально подтверждено, что волноводные моды волоконного световода со ступенчатым профилем показателя преломления, имеющие угол выхода излучения меньше угла  $\theta_d$ , названного углом отсечки линейной поляризации, могут сохранять линейную поляризацию. Расчетные и экспериментально полученные значения угла  $\theta_d$  хорошо согласуются между собой.

Принципиальное отличие многомодовых ВС от сохраняющих поляризацию одномодовых световодов заключается в том, что поворот плоскости поляризации на входе многомодового ВС приводит к повороту плоскости поляризации на его выходе, тогда как в одномодовых ВС поддерживаемая плоскость поляризации связана с геометрическими параметрами сердцевинки оптического волокна. Поскольку площадь сердцевинки многомодовых ВС на несколько порядков больше, чем у одномодовых, и многомодовые ВС имеют существенно большую эффективность ввода излучения от протяженных источ-

ников, целесообразно их применение для доставки поляризованного излучения к измерительным приборам, например при спектроскопических исследованиях, а также для создания волоконно-оптических датчиков. С учетом вышеизложенного многомодовые ВС могут использоваться в качестве генератора оптических вихрей [17] с заданными параметрами поля выходящего излучения с целью манипуляции микрочастицами [18], диагностики винтовых внутренних напряжений и дислокаций твердых тел, оптических кристаллов, наноструктур и биологических объектов.

Работа выполнена при финансовой поддержке администрации Санкт-Петербурга (договор № 355/09).

1. Портнов Э.Л. *Оптические кабели связи и пассивные компоненты волоконно-оптических линий связи* (М.: Горячая линия–Телеком, 2007).
2. Rogers A. *Polarization in Optical Fibers* (London: Artech House, 2008).
3. Кучикян Л.М., Воляр А.В. *Укр. физ. журн.*, **22** (10), 1658 (1977).
4. Hargis D.E. *Polarization-Preserving Fiber Optic Assembly*. United States Patent 5771324, Issued on June 23, 1998.
5. Кучикян Л.М. *Физическая оптика волоконных световодов* (М.: Энергия, 1979).
6. Cohen L.G. *The Bell Syst. Techn. J.*, **52** (1), 23 (1971).
7. Котов О.И., Марусов О.Л., Николаев В.М., Филиппов В.Н. *Оптика и спектроскопия*, **70** (4), 924 (1991).
8. Кизеветтер Д.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **50** (2), 426 (2007).
9. Унгер Х.Г. *Планарные и волоконные оптические волноводы* (М.: Мир, 1980).
10. Кизеветтер Д.В. *Оптический журн.*, **73** (11), 97 (2006).
11. Kieseewetter D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6594**, 65940Т (2007).
12. Snyder A.W. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn.*, **17** (2), 1138 (1969).
13. Капани Н.С. *Волоконная оптика. Принципы и применения* (М.: Мир, 1969).
14. Быков А.М., Воляр А.В., Кучикян Л.М. *Опт.-мех. пром.*, **50** (4), 12 (1983).
15. Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. *Способ возбуждения мод многомодового волоконного световода при проведении измерений его параметров*. А.с. № 1509793 (1989).
16. Быков А.М., Воляр А.В. *Оптика и спектроскопия*, **56** (5), 894 (1984).
17. Кизеветтер Д.В. *Оптический журн.*, **75** (1), 80 (2008).
18. Сойфер В.А., Котляр В.В., Хонина С.Н. *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, **35** (6), 1368 (2004).