

ГЛАВА 3. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

3.1. Расчет поляризационных характеристик многомодовых волоконных световодов со ступенчатым профилем показателя преломления

Теория, позволяющая рассчитать поляризационные характеристики многомодовых волоконных световодов, представленная ниже, основана на полученной зависимости разности осевых постоянных распространения волноводных мод, образующих линейно-поляризованные модовые группы с учетом пространственной конфигурации полей мод и зависимости коэффициентов возбуждения волноводных мод от угла ввода излучения в ВС при рассмотрении задачи ввода или распределения интенсивности излучения различных мод в дальней зоне дифракции при рассмотрении задачи выхода излучения из ВС.

Используем формулу (2.2.30) для разности постоянных распространения мод $LP_{i,j}$ модовой группы:

$$\Delta\beta_{i,j} \approx \frac{\xi_{i,j}^3 n_A^2 \lambda}{4\pi^2 n_1^2 r_0^2 \zeta_{i,j}^2} \quad (3.1.1)$$

где r_0 - радиус сердцевины ВС, λ - длина волны, $\xi_{l,j}$ - j -й корень производной функции Бесселя l -го порядка, n_A - числовая апертура ВС, $\zeta_{l,j}^2 = V^2 - \xi_{l,j}^2$. Если число волноводных мод велико, то изменение $\Delta\beta_{i,j}$ можно считать непрерывной функцией от u - $\Delta\beta(u)$. Функцию $\Delta\beta(u)$ можно также рассматривать как аппроксимацию зависимости $\Delta\beta_{i,j}$, заданной в точках $u_{i,j}$. Так как при $u \ll V$ можно полагать $\zeta \approx V$, а $\xi_{i,j}$ приближенно равно собственному числу u моды с индексами i, j , выражение (3.1.1) можно преобразовать к виду:

$$\Delta\beta(u) = \frac{u^3 n_A^2 \lambda}{4\pi^2 n_1^2 r_0^2 V^2} \quad (3.1.2)$$

Известно [4,68], а также показано в п. 2.3, что выходящее излучение отдельных мод локализовано в узком угловом интервале, причем $u/V \approx \theta/\theta_c$, где θ - угол выхода, θ_c - апертурный угол, а при вводе излучения плоской электромагнитной волны под углом γ к оси световода возбуждается узкий спектр волноводных мод, для которых выполняется условие $u/V \approx \gamma/\gamma_c$, где γ_c - также апертурный угол ВС. То есть, можно записать:

$$\frac{u}{V} \approx \frac{\gamma}{\gamma_c} \approx \frac{\theta}{\theta_c} \quad (3.1.3)$$

Умножая числитель и знаменатель на V , выполнив преобразования, можно получить:

$$\Delta\beta(u) = \frac{u^3}{V^3} \frac{n_A^3}{2\pi r_0 n_1^2} \quad (3.1.4)$$

Соответственно, за задачи ввода излучения можно записать:

$$\Delta\beta(\gamma_n) = \gamma_n^3 \frac{n_A^3}{2\pi r_0 n_1^2} \quad (3.1.5)$$

где $\gamma_n = \gamma / \gamma_c$ - нормированный угол ввода плоской электромагнитной волны относительно оси ВС. Таким образом, при различных углах ввода излучения в волноводе возбуждаются LP модовые группы, в которых разность постоянных распространения волноводных мод, образующих указанные модовые группы зависит от угла ввода в соответствии с формулой (3.1.5). Из (3.1.5) следует, что, во-первых, чем больше угол ввода, тем больше указанная разность $\Delta\beta$, соответственно, меньше длина распада LP групп, во-вторых, чем больше диаметр сердцевины и меньше числовая апертура волокна, тем длина распада больше. Необходимо отметить, что при использовании приближения (3.1.3), позволившего перейти от дискретных параметров волноводных мод к непрерывным зависимостям, имеет место $\Delta\beta(\gamma \rightarrow 0) \rightarrow 0$, т.е. невозможно получить правильные значения $\Delta\beta$ низших мод. Вопрос границ применимости указанного приближения, в частности при $\gamma \rightarrow 0$, будет рассмотрен ниже.

Аналогичный подход применим и для выходящего из световода излучения. Так же как и для угла ввода γ , из (3.1.2) для зависимости от угла выхода излучения θ модовых групп можно получить:

$$\Delta\beta(\theta_n) = \theta_n^3 \frac{n_A^3}{2\pi r_0 n_1^2} \quad (3.1.6)$$

где $\theta_n = \theta / \theta_c$ - нормированный угол выхода излучения. Аналогично случаю ввода излучения в ВС, минимальной разностью постоянных распространения обладают моды, образующие LP модовые группы, имеющие угол выхода вблизи оси ВС, т.е. $\theta \rightarrow 0$, максимальной – вблизи апертурного угла $\theta \rightarrow \theta_c$. Соответственно, длина распада LP групп с углом выхода излучения вблизи оси ВС существенно больше длины распада групп с углом выхода вблизи апертурного угла.

Для рассмотрения эффекта поляризационных биений, представим проекции напряженностей полей мод, образующих LP модовую группу (\vec{E}_1, \vec{E}_2) в ближней зоне дифракции при $r = const$ в виде [2]:

$$E_{x1} \propto A_{E1} \cos(l\varphi), \quad E_{x2} \propto -A_{E2} \cos(l\varphi) \quad (3.1.7)$$

$$E_{y1} \propto A_{E1} \sin(l\varphi), E_{y2} \propto A_{E2} \sin(l\varphi) \quad (3.1.8)$$

где φ - азимутальный угол. При $A_{E1} = -A_{E2} \equiv A$ выражения (3.1.7), (3.1.8) описывают поля LP модовой группы с $E_x \neq 0$, $E_y = 0$. Если между модами существует разность фаз ψ ($A_{E2} = A \exp(-i\psi)$), то для суммарного поля:

$$Re E_x \propto A \cos(l\varphi)(1 + \cos(\psi)), Im E_x \propto A \cos(l\varphi) \sin(\psi) \quad (3.1.9)$$

$$Re E_y \propto A \sin(l\varphi)(1 - \cos(\psi)), Im E_y \propto -A \sin(l\varphi) \sin(\psi) \quad (3.1.10)$$

Введем параметр p_r , характеризующий интегральную степень линейной поляризации (СЛП) аналогично [75] в слое $r + \Delta r$ в виде:

$$p_r = \left(\int_0^{2\pi} (E_x E_x^* - E_y E_y^*) d\varphi \right) / \left(\int_0^{2\pi} (E_x E_x^* + E_y E_y^*) d\varphi \right) \quad (3.1.11)$$

Из (3.1.10), (3.1.11), выполнив преобразования, можно получить:

$$E_x E_x^* = A^2 \cos^2(l\varphi) ((1 + \cos(\psi))^2 + \sin^2(\psi)) \quad (3.1.12)$$

$$E_y E_y^* = A^2 \sin^2(l\varphi) ((1 - \cos(\psi))^2 + \sin^2(\psi)) \quad (3.1.13)$$

Тогда, произведя интегрирование (3.1.11) с учетом того, что $\int_0^{2\pi} \cos^2(l\varphi) d\varphi = \pi$, имеем:

$$p_r = \cos(\psi) \quad (3.1.14)$$

Принципиальным отличием поляризационных биений LP_{i,j} модовых групп с $i > 0$ от поляризационных биений основной модовой группы, заключается в том, что, во-первых, рассматриваемые биения обусловлены волноводными свойствами мод цилиндрического диэлектрического световода при отсутствии двулучепреломления, а во-вторых, в случаях $\psi = \pi + 2\pi m$ и $\psi = 2\pi m$, где m - целое число, суммарные поля имеют ортогональные направления поляризации независимо от направления поляризации на входе ВС. При $\psi = \pi/2 + \pi m$ получаем $p_r = 0$. Следует отметить, что p_r не зависит от r . Изменение знака p_r при изменении ψ обусловлено изменением направления поляризации на ортогональное. Классическое определение интегральной степени линейной поляризации [75] (ИСЛП) p связано с p_r (3.1.11) соотношением $p = |p_r|$ и рассчитывается по всей площади выходящего излучения. Соответственно функция $p(\psi)$ имеет разрыв производной в точках $p = 0$. Приравнивая набег разности фаз на длине L к величине $\pi/2$, из формул (3.1.5), (3.1.6) получаем выражения для нормированных углов ввода γ_{dn} и выхода θ_{dn} , при которых достигается $p_r = 0$ для LP модовых групп:

$$\theta_{dn} = (\pi^2 n_1^2 r_0 / L)^{1/3} / n_A \quad (3.1.15)$$

$$\gamma_{dn} = (\pi^2 n_1^2 r_0 / L)^{1/3} / n_A \quad (3.1.16)$$

Соответственно:

$$\theta_d = \theta_{dn} \theta_c, \quad \gamma_d = \gamma_{dn} \gamma_c \quad (3.1.17)$$

Очевидно, что величины θ_{dn} , γ_{dn} должно быть меньше единицы. Если из формул (3.1.15), (3.1.16) следует $\theta_{dn} > 1$ или $\gamma_{dn} > 1$, то это означает, что при заданных параметрах световода разность фаз ψ не достигает $\pi/2$ даже при $\theta = \theta_c$ или при $\gamma = \gamma_c$. При рассмотрении угловых зависимостей целесообразно ввести функции $p_a(\theta)$, $p_a(\gamma)$, характеризующую СЛП в интервале углов ввода $\gamma - \gamma + \Delta\gamma$ при $\Delta\gamma \rightarrow 0$ для задачи ввода излучения и в угловом интервале $\theta - \theta + \Delta\theta$ при $\Delta\theta \rightarrow 0$ - для задачи выхода излучения. Если отсутствует двулучепреломление и энергообмен между модами, то при $\theta \rightarrow 0$ или $\gamma \rightarrow 0$ должно выполняться $p_a \rightarrow 1$. Если угловое распределение интенсивности выходящего излучения является постоянным в пределах апертурного угла, то изменение СЛП на участке $0 \leq \theta_n \leq \theta_{dn}$ описывается функцией вида $\cos(\alpha\theta_n^3)$, где $\alpha = n_A^3 L / (2\pi n_1^2 r_0)$ - коэффициент пропорциональности.

Как правило, в многомодовых ВС распространяется довольно большое число волноводных мод, соответственно 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 θ и других параметров оказывает взаимосвязь мод, обусловленная несовершенствами сердцевины световода, приводящая к энергообмену между модами в интервале углов $\theta \pm \Delta\theta_s$. Теоретическое рассмотрение целесообразно начать с задачи о выходе излучения из ВС. Строгий расчет поляризационных характеристик для реальных случаев возможен только численными методами и представляет серьезную сложность для практического использования. Для приближенного расчета величин p и p_a существует два альтернативных подхода, позволяющих 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 оценочной величиной $\Delta\theta_s$. Противоположный подход заключается в суммировании напряженностей полей, пренебрегая пространственными распределениями мод, т.е. является аналогией лучевого подхода [73-77] с учетом волноводных свойств. Сравнение полученных оценок с результатами численного моделирования и экспериментальными данными показало, что оба подхода

корректно описывают характер изменения $p_a(\theta)$ в диапазоне $0 \leq \theta_n < \theta_{dn}$ (соответственно и зависимость p от угла ввода). Однако в первом случае при $L \rightarrow \infty$ имеет место $p_a \rightarrow 0$, $p \rightarrow 0$, что соответствует известным экспериментальным данным, а во втором - $p_a \rightarrow 1/2$, $p \rightarrow 1/2$. Но во втором случае более точно описываются осцилляции $p_a(L)$ и $p(L)$. Как будет показано далее, простой аппроксимацией зависимости $p_a(\theta_n)$ для реальных световодов может служить функция:

$$p_a(\theta_n) = p_0 \cos(n_A^3 L \theta_n^3 / (2\pi n_1^2 r_0)) \exp(-\theta_n^2 / s_n^2), \quad (3.1.18)$$

где p_0 , s_n - коэффициенты аппроксимации ($p_0 \leq 1$). Для прикладных расчетов можно полагать: $s_n \approx \theta_{dn}$. Для световодов высокого качества s_n может быть больше θ_{dn} , а $p_0 \approx 1$. Для ВС низкого качества - $s_n < \theta_{dn}$, а $p_0 \ll 1$. Следует отметить, что ИСЛП p нельзя вычислить интегрированием $p_a(\theta_n)$ (3.1.18) по углу выхода θ_n , так как различные участки функции $p_a(\theta_n)$ соответствуют различным направлениям поляризации.

При $\theta_n > \theta_{dn}$ для реальных ВС имеет место $|p_a| \ll 1$. Поэтому можно считать, что при углах выхода θ , превышающих θ_d , выходящее излучение не обладает линейной поляризацией, а угол θ_d можно назвать углом отсечки линейной поляризации выходящего излучения. Далее, в п. 3.1.2, будет показано, что полученная зависимость (3.1.18) хорошо согласуется с экспериментальными данными, а коэффициент p_0 , определяемый экспериментально, может служить объективной оценкой существующих в световоде внутренних напряжений, приводящих к эффекту наведенного двулучепреломления.

Теперь рассмотрим задачу о вводе излучения в ВС. Будем полагать, что излучение, вводимое в ВС под углом γ к оси световода, возбуждает сравнительно узкий спектр волноводных мод. Вследствие перераспределения энергии между модами в процессе распространения происходит расширение спектра возбужденных мод в соответствии с диффузионной моделью. В качестве простейшего приближения не будем рассматривать реального изменения модового состава при распространении излучения по ВС, а будем считать, что вблизи входного торца ВС ($L \rightarrow 0$) сразу возникает модовое распределение с дисперсией σ . Будем полагать, что исходная падающая плоская волна имеет угол ввода $\gamma = 0$, а вблизи входного торца возникает гауссовское распределение мощностей мод от угла γ . Тогда выражение для p можно представить в виде:

$$p = \frac{|p_r - p_i|}{p_r + p_i} \quad (3.1.20)$$

где:

$$p_r = \int_0^1 \cos^2(Ln_A^3 \gamma_n^3 / (2\pi r_0 n_i^2)) \exp(-\gamma_n^2 / \sigma_n^2) \gamma_n d\gamma_n \quad (3.1.21)$$

$$p_i = \int_0^1 \sin^2(Ln_A^3 \gamma_n^3 / (2\pi r_0 n_i^2)) \exp(-\gamma_n^2 / \sigma_n^2) \gamma_n d\gamma_n \quad (3.1.22)$$

$$\sigma_n = \sigma / \gamma_c \quad (3.1.23)$$

Нормировочными множителями в выражениях (3.1.21), (3.1.22) можно пренебречь, так как практический интерес в данном случае представляет только отношение (3.1.20). При $\gamma_c \gg \sigma$ пределы интегрирования в (3.1.21), (3.1.22) можно положить равными бесконечности. Тогда интегралы (3.1.21), (3.1.22) будут иметь аналитические выражения:

$$p_r = \frac{\sigma_n^2}{4} + \frac{22^{1/3} \Gamma(\frac{2}{3}) {}_1F_1(\frac{5}{6}, \frac{2}{3}, \frac{1}{b})}{48a^{2/3}} + \frac{2^{2/3} \Gamma(\frac{4}{3}) {}_1F_1(\frac{7}{6}, \frac{4}{3}, \frac{1}{b})}{48a^{4/3} \sigma_n^2} - \frac{{}_qF_q(\{1, \frac{3}{2}\}, \{\frac{4}{3}, \frac{5}{3}\}, \frac{1}{b})}{48a^2 \sigma_n^4} \quad (3.1.24)$$

$$p_i = -\frac{2^{1/3} \Gamma(\frac{5}{3}) {}_1F_1(\frac{5}{6}, \frac{2}{3}, \frac{1}{b})}{16a^{2/3}} - \frac{32^{2/3} \Gamma(\frac{10}{3}) {}_1F_1(\frac{7}{6}, \frac{4}{3}, \frac{1}{b})}{448\sigma_n^2 a^{4/3}} + \frac{\sigma_n^2 {}_qF_q(\{\frac{1}{2}, 1\}, \{\frac{1}{3}, \frac{2}{3}\}, \frac{1}{b})}{4} \quad (3.1.25)$$

где $a = Ln_A^3 / (2\pi r_0 n_i^2)$, $b = 27a^2 \sigma_n^6$, $\Gamma(z)$ – гамма-функция, ${}_1F_1(a, b, z)$ – функция Куммера [132], ${}_qF_q(a, b, z)$ – гипергеометрическая функция [132]. Если угловую передаточную характеристику (УПХ) ввода ВС $T(\gamma)$ можно аппроксимировать функцией гаусса, то, введя вместо σ_n эквивалентную полуширину $\sigma_n^* = (\sigma_n^{-2} + \sigma_{nc}^{-2})^{-1/2}$, где σ_{nc} – нормированная полуширина УПХ, появляется возможность использовать формулы (3.1.24), (3.1.25) независимо от величины σ_n , в том числе и для $\sigma_n > 1$. Для оценки степени поляризации в коротких световодах можно положить $\sigma_{nc} = 1$ (См. гл. 5). Необходимо отметить, что введенная величина σ_n^* не является нормированной полушириной свертки двух гауссовских функций, которая больше полуширины каждой функции, а наоборот, σ_n^* меньше σ_n и σ_{nc} . Примеры расчетных зависимостей $p(L)$ приведены на рис. 3.1 – 3.2. Полученные зависимости корректно описывают основные закономерности: снижение степени поляризации при увеличении длины световода и осцилляции величины p при относительно больших длинах ВС, и как будет показано ниже, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

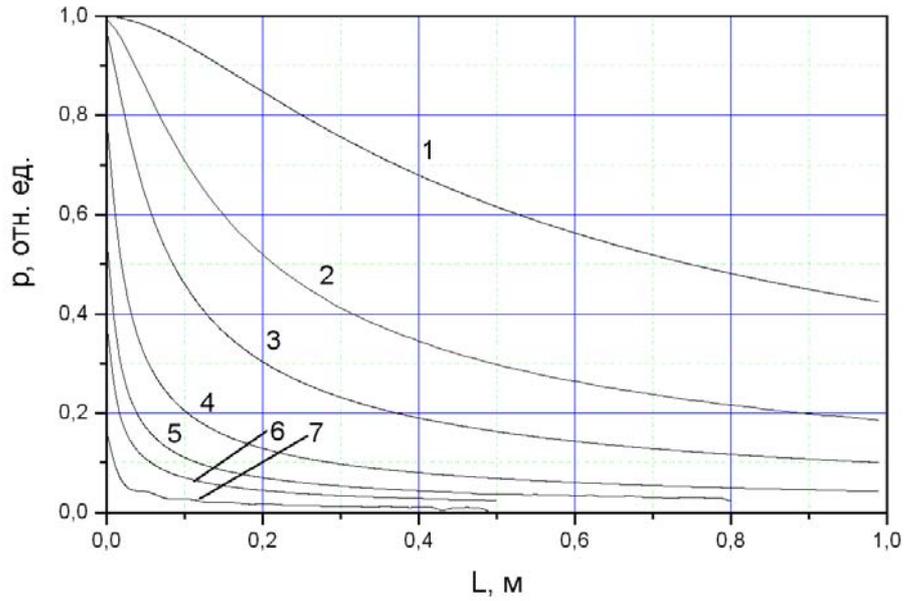


Рис. 3.1. Теоретическая зависимость интегральной степени поляризации выходящего излучения от длины световода при $\lambda=0.6328$ мкм, $r_0=10$ мкм, $n_A=0.45$, $n_I=1.45$, σ_n : 1 – 0.1, 2 – 0.15, 3 – 0.3, 4 – 0.4, 5 – 0.5, 6 – 0.6, 7 – 1.0.

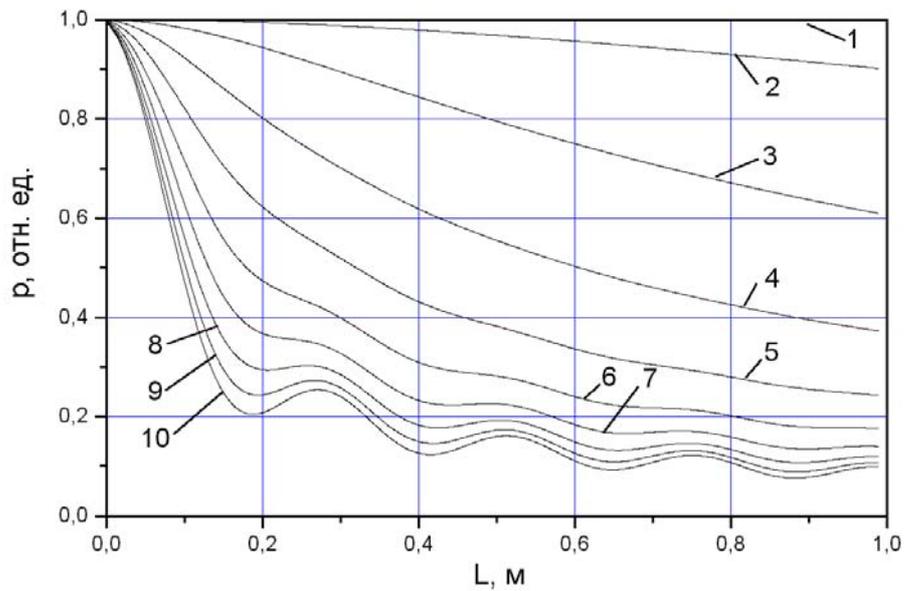


Рис. 3.2. Теоретическая зависимость интегральной степени поляризации выходящего излучения от длины световода при $\lambda=0.6328$ мкм, $r_0=100$ мкм, $n_A=0.26$, $n_I=1.45$, σ_n : 1 – 0.1, 2 – 0.2, ..., 10 – 1.0.

Целесообразно сопоставить результаты расчетов ИСЛП, полученных двумя приближенными альтернативными способами, описанными выше. Выражения (3.1.21) и (3.1.22) получены, пренебрегая интерференцией различных модовых LP групп, полагая, что излучение различных LP модовых групп локализовано в различных областях пространства. Альтернативная модель для приближенного расчета ИСЛП, как указано выше, предполагает суммирование напряженностей полей излучения всех мод в одной точке, аналогично, например [80]. Тогда p следует определять по формуле:

$$p = \frac{|E_r^2 - E_i^2|}{E_r^2 + E_i^2}, \quad (3.1.26)$$

где:

$$E_r = \int_0^1 \cos(Ln_A^3 \gamma_n^3 / (2\pi r_0 n_1^2)) \exp(-\gamma_n^2 / \sigma_n^2) \gamma_n d\gamma_n \quad (3.1.27)$$

$$E_i = \int_0^1 \sin(Ln_A^3 \gamma_n^3 / (2\pi r_0 n_1^2)) \exp(-\gamma_n^2 / \sigma_n^2) \gamma_n d\gamma_n \quad (3.1.28)$$

Примеры расчетов ИСЛП с использованием двух различных моделей для световода с $r_0=100$ мкм, $n_A=0.25$, $n_1=1.45$, приведены на рис. 3.3. Зависимости, приводимые на рис.3.3 подтверждают, что суммирование полей мод, пренебрегая реальными распределениями напряженности в пространстве, дает $p(L \rightarrow \infty) \rightarrow 1/2$. Таким образом, гипотеза о частичном сохранении интегральной линейной поляризации в световодах бесконечно большой длины является ошибкой физической модели расчета.

Используя методику численного моделирования можно объяснить закономерности, описанные выше. Был произведен расчет ИСЛП для ВС с указанными параметрами (рис. 3.3). Азимутальные зависимости были заданы в соответствии с (3.1.1) – (3.1.10), а радиальные – в соответствии с [2]. Интегрирование было выполнено численным способом, для всех волноводных мод в 10^6 точках пространства. Разности постоянных распространения мод, образующих LP модовые группы были рассчитаны предварительно численным решением характеристического уравнения. В связи с высокой трудоемкостью данного расчета величина ИСЛП была определена только в некоторых контрольных точках зависимости $p(L)$. В частности, при $L=5$ м, $\sigma_n=0.25$ – $p=0.4$, $L=1$ м, $\sigma_n=0.5$ – $p=0.25$, $L=0.2$ м, $\sigma_n=0.75$ – $p=0.5$. То есть имеет место хорошее совпадение расчетов и результатов численного моделирования.

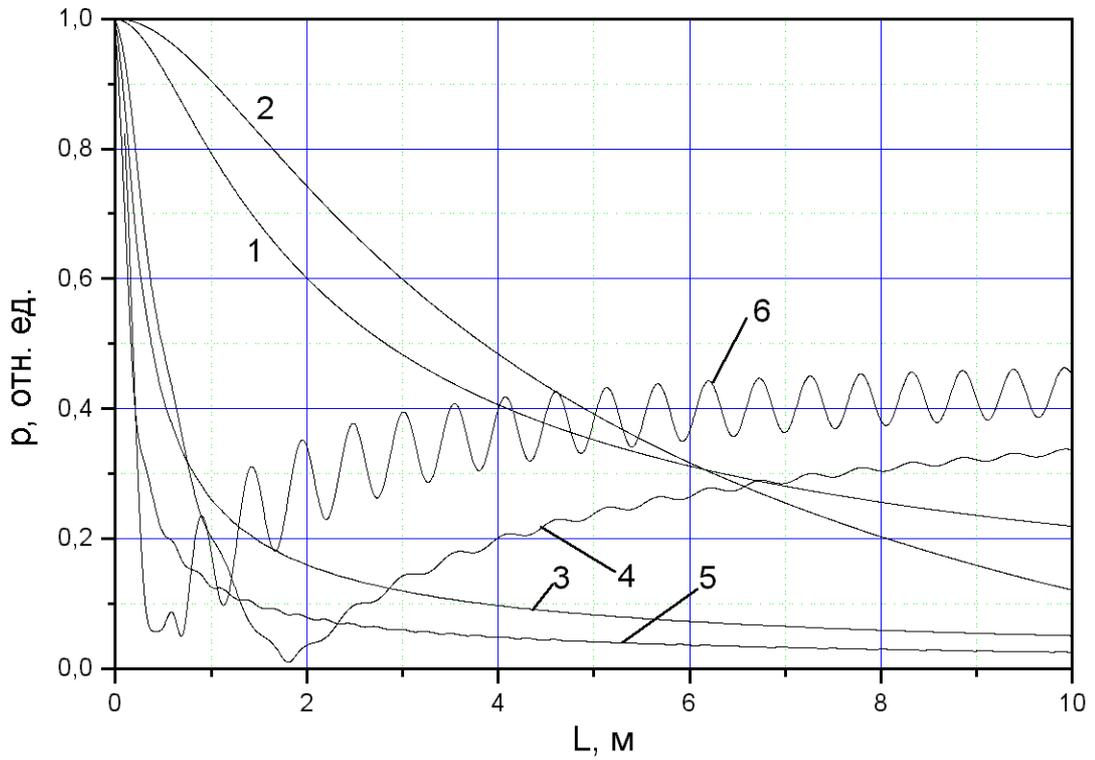


Рис. 3.3. Расчетные зависимости интегральной степени поляризации выходящего излучения при $\lambda=0.6328$ мкм, для световода с $r_0=100$ мкм, $n_A=0.25$, $n_1=1.45$, полученные с использованием двух альтернативных приближений: 1,3,5 – при суммировании интенсивностей излучения мод, 2,4,6 – при суммировании полей мод в одной точке пространства; 1,2 – при $\sigma_n=0.25$, 3,4 – при $\sigma_n=0.5$, 5,6 – при $\sigma_n=0.75$.

3.2. Экспериментальные исследования поляризационных характеристик многомодовых волоконных световодов

Экспериментальные исследования проводились на волоконных световодах с радиусом сердцевины r_0 от 100 мкм до 500 мкм и волоконно-оптических жгутах (ВОЖ) с радиусом сердцевины одиночных световодов $r_0=10$ мкм различной длины. Измерения проводились на ВС, в которых двулучепреломление, обусловленное внутренними напряжениями, не являлось доминирующим. Излучение гелий-неонового лазера с $\lambda=0.6328$ мкм вводилось в световоды перпендикулярно плоскости входного торца, т.е. при $\gamma=0^0$. Центр лазерного луча совпадал с осью световода. Выходящее излучение фильтровалось анализатором и регистрировалось фотоприемником. Поворотом анализатора определялись минимальное I_{min} и максимальное I_{max} значения интенсивности выходящего излучения различных направлений поляризаций, на основании которых, согласно определению [75], вычислялась величина $p=(I_{max}-I_{min})/(I_{max}+I_{min})$. В качестве оценочной величины σ_n задавалась величина полуширины распределения выходящего излучения в гауссовском приближении. Для ВОЖ длиной 0.25 м с $n_A=0.45$, $\sigma_n=0.13$ измеренное значение $p=0.5$, теоретическое – 0.59, для ВОЖ длиной 0.7 м с $\sigma_n=0.187$ экспериментальное – 0.2, теоретическое – 0.15. В первом случае расчетное значение немного выше экспериментально измеренного, что объясняется наличием двулучепреломления. Во втором случае, расчетное значение меньше реального, что обусловлено пренебрежением влияния изменения σ_n при распространении излучения. Поэтому более точную оценку можно получить, используя среднее значение σ_n ($\sigma_n \approx 1.585$), что для данного случая дает $p=0.21$, т.е. близкое к экспериментально измеренному значению.

Измерялись также зависимости интегральной степени линейной поляризации от угла ввода излучения относительно оси световода (рис. 3.4). Для этих целей использовался гониометрический стол, на котором был закреплен входной торец ВС. Методика юстировки и оценка систематических погрешностей при определении реального угла ввода подробно описаны в п. 5.3. Оценка γ_d по формуле (3.1.18) для ВОЖ длиной 0.25 и 0.7 м дает величины углов 5.6^0 и 4^0 , экспериментально измеренные значения – 6^0 и 5^0 соответственно. Аналогичные результаты получены и для ВС с $r_0=100$ мкм. Так, при

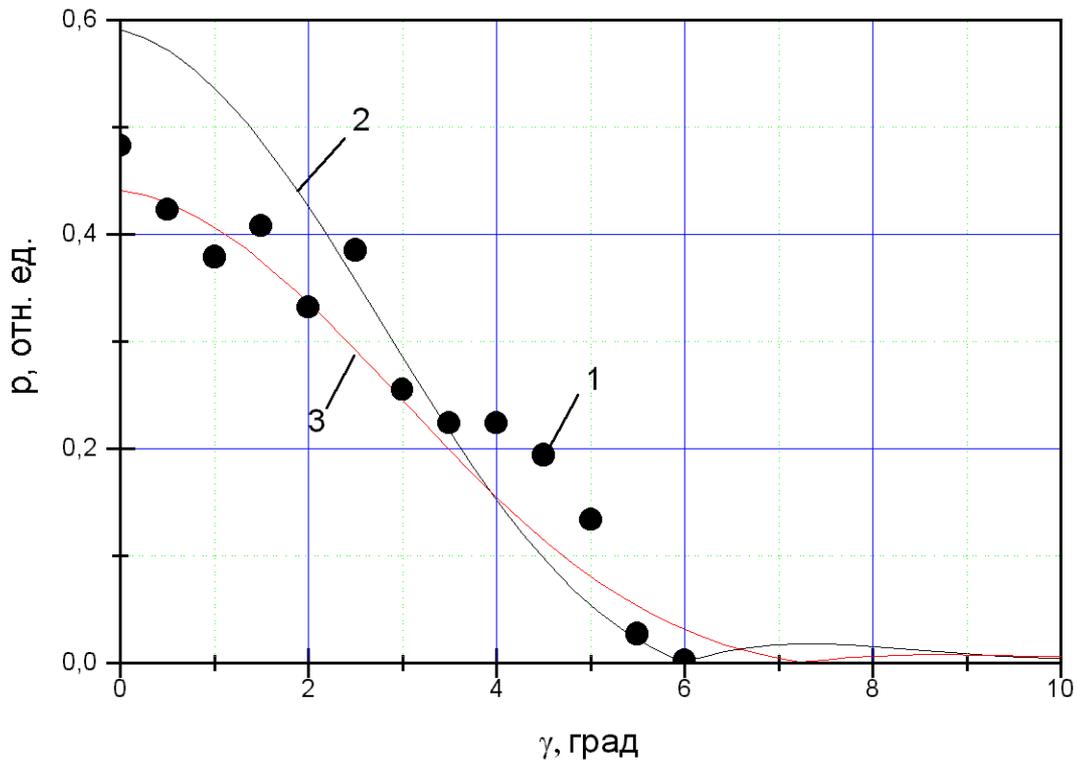


Рис. 3.4. Интегральная степень линейной поляризации как функция угла ввода для волоконно-оптического жгута с $r_0=10$ мкм, $n_l=1.45$, $n_A=0.45$ длиной 0.25 м при $\lambda=0.6328$ мкм: 1 – эксперимент, 2,3 – расчет с использованием численного интегрирования, полагая угловое распределение в виде функции Релея-Райса: 2 - $\sigma_n=0.13$, 3 - $\sigma_n=0.155$.

увеличении длины световода от 0.3 м до 2 м расчетное значение γ_d уменьшается от 11^0 до 6^0 , что приближенно соответствует экспериментальным данным. Более подробно результаты исследований для указанных световодов приведены в [60].

Экспериментальное исследование поляризационных характеристик выходящего излучения также проводилось на световодах со ступенчатым ППП различной длины. Луч *He – Ne* лазера вводился в ВС через несколько слоев светорассеивающего лака АК5192 на поверхности входного торца, обеспечивавшего равномерное возбуждение волноводных мод (См. п. 6.5, 6.6). Излучение, выходящее из ВС и прошедшее анализатор, в дальней зоне дифракции регистрировалось матричной телевизионной камерой на матовом экране. Типичные угловые распределения интенсивности $I(\theta)$ приведены на рис. 3.5. С целью уменьшения влияния спекл-структуры выходящего излучения на точность измерений, для расчета зависимости СЛП от θ , использовались усредненные по азимутальному углу распределения $I(\theta)$. Полученная зависимость $p_a(\theta)$ представлена на рис. 3.6. Характер изменения p_a от θ соответствует теоретическому. Экспериментально полученное значение $\theta_d \approx 9.5^0$, расчетное – 9.3^0 , полагая $n_1 = 1.45$, $d_0 = 200$ мкм, $L = 0.5$ м, $\theta_c \approx 25^0$ (по уровню I/e), $n_A = 0.43$. Отличие расчетных и экспериментальных данных объясняется, по-видимому, неточностью определения угла выхода и числовой апертуры ВС. Величина интегральной СЛП всего излучения p составляла 0.15, а p_a вблизи оси ($\theta \ll \theta_d$) – 0.5 ... 0.7. При возбуждении мод световода с нерассеивающим (полированным) входным торцом лазерным лучом, направленным по оси ВС (угол ввода $\gamma = 0$) распределение $I(\theta)$ было уже, чем приводимое на рис. 3.5, однако величина θ_d практически не изменилась. При этом величина p составляла 0.94, а p_a вблизи оси – 0.98. Следовательно, низкая ИСЛП всего излучения при равномерном возбуждении мод обусловлена широким угловым спектром распространяющегося излучения. Сопоставление p_a вблизи оси для рассмотренных случаев позволяет считать, что при равномерном возбуждении мод имеет место «перекачка» энергии высших (деполяризованных) мод в низшие с $\theta \ll \theta_d$. Были также выполнены исследования СЛП излучения, выходящего из волоконно-оптических жгутов. В качестве примера на рис. 3.7. представлена зависимость $p_a(\theta)$ для ВОЖ с диаметром одиночных световедущих жил $d_0 = 20$ мкм, $L = 0.25$ м, $\theta_c \approx 33^0$ (по уровню I/e). Расчетное значение $\theta_d = 5.5^0$, экспериментальное – 5.4^0 . Аналогичные результаты, подтверждающие теорию, получены и для других волоконных световодов.

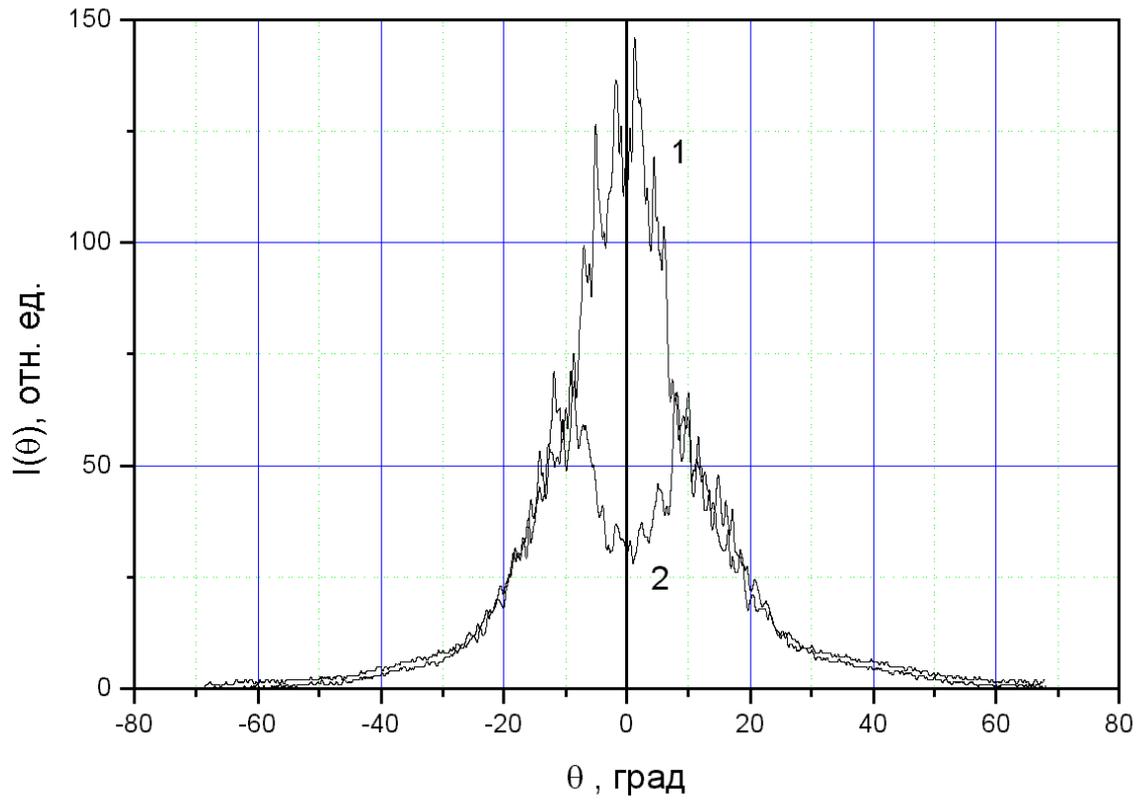


Рис. 3.5. Угловые распределения интенсивности выходящего излучения при двух ортогональных направлениях анализатора (1,2) при $\lambda=0.6328$ мкм для световода с $L=0.5$ м, $r_0=100$ мкм, $n_A=0.43$, $n_I=1.45$.

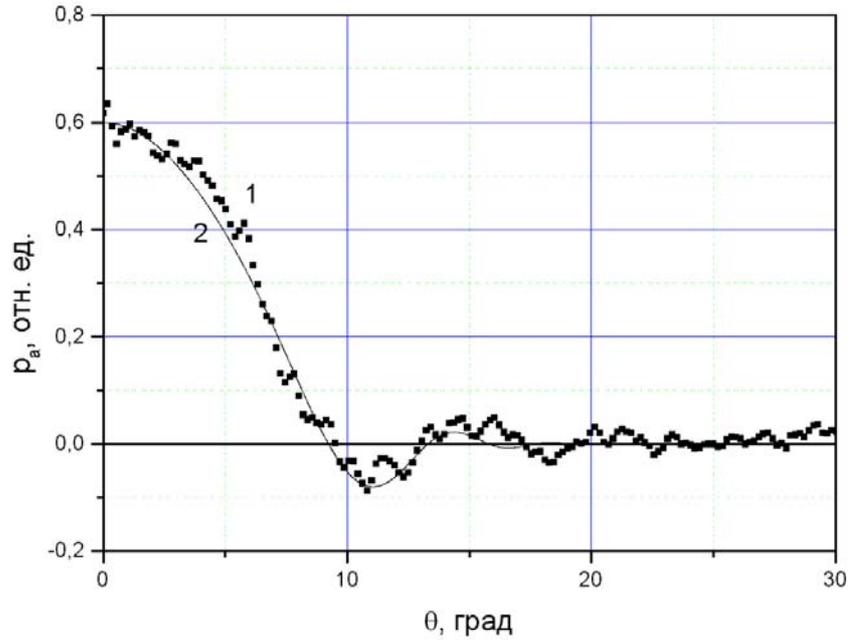


Рис. 3.6. Степень линейной поляризации как функция угла выхода излучения для световода с $L=0.5$ м, $r_0=100$ мкм, $n_A=0.43$, $n_l=1.45$: 1 – эксперимент, 2 – аппроксимация по формуле (3.1.18) с параметрами $p_0=0.6$, $s=8^0$, $\alpha=0.002$.

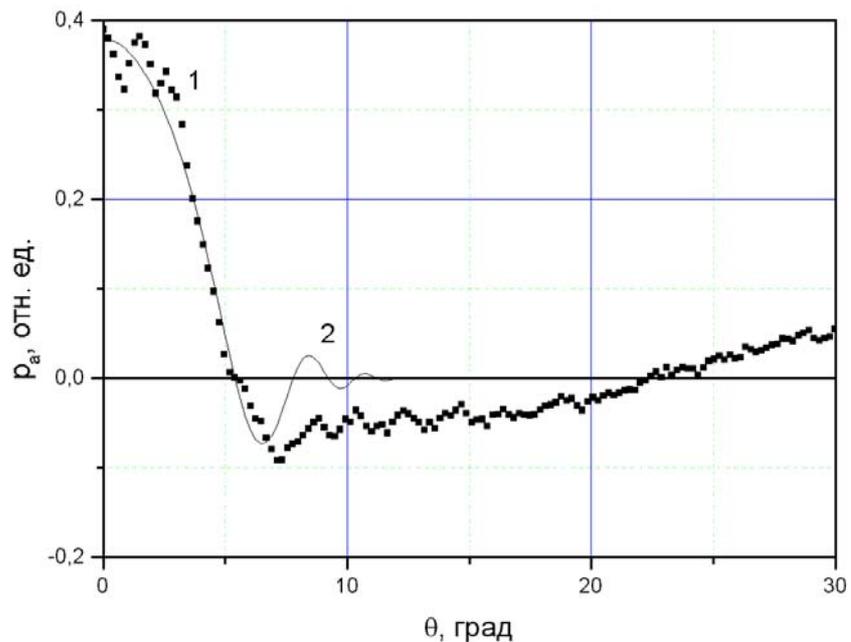


Рис. 3.7. Степень линейной поляризации как функция угла выхода излучения для волоконно-оптического жгута с $L=0.25$ м, $r_0=10$ мкм, $n_A=0.56$, $n_l=1.45$: 1 – эксперимент, 2 – аппроксимация по формуле (3.1.18) с параметрами $p_0=0.38$, $s=5.2^0$, $\alpha=0.01$.

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

Проводилось также исследование влияния изгибов многомодовых ВС на поляризационные характеристики выходящего излучения. Установлено, что при сравнительно большом радиусе кривизны изгиба происходит поворот оси поляризации без изменения ИСП. Так, например, для ВС с $d_0=200$ мкм и указанными выше параметрами при радиусе изгиба 0.03 м с длиной изогнутого участка 0.025 м, угол поворота составлял 15° . При уменьшении радиуса изгиба происходило как вращение оси поляризации, так и уменьшение ИСП. Принципиальным отличием рассматриваемого случая от случая изменения направления поляризации излучения в одномодовых ВС заключается в том, что в данном случае двулучепреломление, наведенное изгибом, влияло на большое число распространяющихся модовых групп. Несмотря на различную конфигурацию полей волноводных мод и различные величины постоянных распространения, в результате указанного воздействия поворот направления поляризации был приближенно одинаковым для всех мод с $\theta < \theta_d$. Существенное расхождение экспериментальных и теоретических значений θ_d наблюдалось только для световодов с большими внутренними напряжениями, о наличие которых свидетельствовало специфическое распределение интенсивности в ближней зоне дифракции [4, 75].

Таким образом, теоретически установлено и экспериментально подтверждено, что волноводные моды волоконного световода со ступенчатым ППП, имеющие угол выхода излучения меньше угла отсечки θ_d , могут сохранять линейную поляризацию. Расчетные и экспериментально полученные значения угла θ_d находятся в хорошем соответствии.

3.3. Спектрально-поляризационные характеристики несовершенных волоконных световодов

Одной из важнейших характеристик одномодовых волоконных световодов (ВС) является поляризационная дисперсия. В цилиндрических ВС данный эффект обусловлен, в частности, некоторой эллиптичностью сердцевины и неоднородностью показателя преломления, т.е. является следствием несовершенства световода. Возможно также появление других видов дефектов, приводящих к энергообмену между модами различных

поляризаций, что, как будет показано ниже, оказывает существенное влияние на характеристики световода.

Рассмотрим влияние локальных дефектов на спектрально-поляризационные характеристики (СПХ) волоконных световодов, следуя работе [88]. Выберем направление осей системы координат в соответствии с ориентацией осей эллипса сердцевины на входном торце ВС (рис. 3.8). Тогда распространение излучения в двулучепреломляющем одномодовом ВС можно охарактеризовать двумя постоянными - β_x , β_y , фактически, двумя модами. Если напряженность поля, падающей на входной торец волны, имеет амплитуду E_0 и угол α относительно оси Ox , то в световоде возбуждаются моды с перпендикулярными направлениями поляризации:

$$E_x = k_x E_0 \cos(\alpha), \quad E_y = k_y E_0 \sin(\alpha),$$

где $k_x \approx k_y$ - коэффициенты возбуждения основной волноводной моды двух различных поляризаций. При распространении по световоду на расстояние L , моды набирают набег фаз $\beta_x L$ и $\beta_y L$. Известно, что в этом случае выходящее излучение, отфильтрованное поляризатором (анализатором), расположенным под углом $\gamma = \pi/4$ относительно осей эллипса (рис. 3.8), будет иметь период спектральной модуляции (СМ) Λ , оцениваемый по формуле [83-85,88]:

$$\Lambda = \frac{2\pi\lambda_0}{L\Delta\beta}, \quad (3.3.1)$$

где λ_0 - центральная длина волны. Если на расстоянии L_1 от входного торца находится дефект, например, поворот осей эллипса на угол φ , то каждая из мод возбуждает моды обеих поляризаций. На расстоянии L_2 от дефекта будут интерферировать волны, имеющие следующий набег фаз: $\beta_x L_1 + \beta_x L_2$, $\beta_x L_1 + \beta_y L_2$, $\beta_y L_1 + \beta_x L_2$, $\beta_y L_1 + \beta_y L_2$. Соответственно, в общем случае, существуют шесть разностей фаз и четыре различные пространственные частоты биений основной спектральной частоты $f = 1/\Lambda$. Наиболее характерным примером такого дефекта является разъемное или сварное соединение одинаковых световода. Если же дефект в виде поворота осей эллипса образовался в процессе вытяжки ВС, то постоянные распространения β_x , β_y на различных отрезках световода (β_{x1} , β_{y1} - до дефекта, β_{x2} , β_{y2} - после дефекта), скорее всего, будут отличаться вследствие изменения эллиптичности. Тогда набег фаз интерферирующих волн будут следующие: $\beta_{x1}L_1 + \beta_{x2}L_2$, $\beta_{x1}L_1 + \beta_{y2}L_2$, $\beta_{y1}L_1 + \beta_{x2}L_2$, $\beta_{y1}L_1 + \beta_{y2}L_2$.

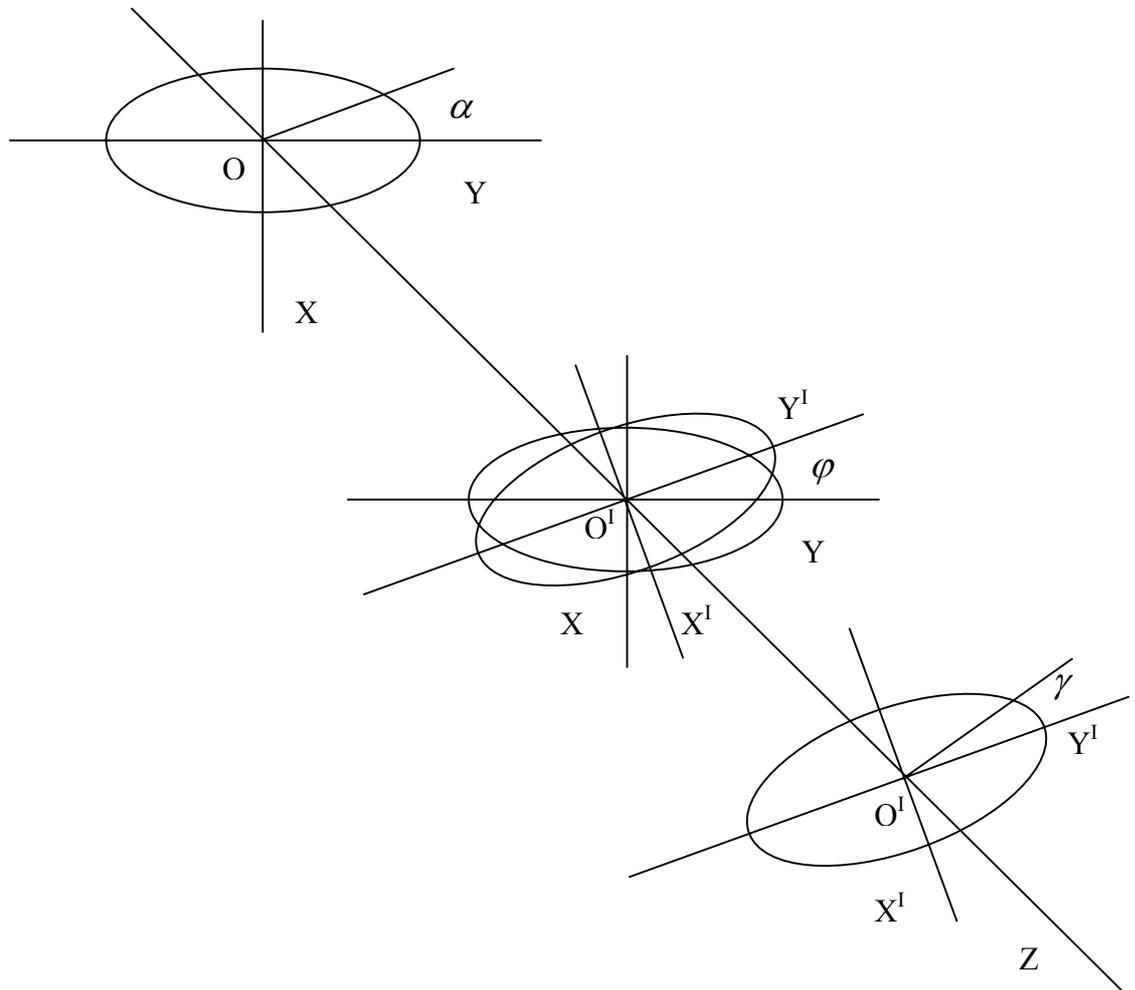


Рис. 3.8. Система обозначений: α - угол поворота вектора электрической напряженности относительно осей XOY , ϕ - угол поворота осей эллипса, соответственно, систем координат $X'O'Y'$ относительно XOY , γ - угол поворота анализатора относительно осей $X'O'Y'$.

Спектрально-поляризационные характеристики световода, в этом случае, аналогичны СПХ двухмодового ВС, в котором суммарное поле также определяется интерференцией четырех мод с различными набегам фаз, однако абсолютные значения разностей фаз в рассматриваемом случае значительно меньше.

При малой эллиптичности сердцевины ВС можно не учитывать радиальное распределение полей каждой моды, положив $k_x = k_y = 1$, и рассматривать интегральные по всей площади торца величины. Расчет спектральных характеристик выходящего излучения производился по формулам:

$$E_{x,in1} = E_{x,0} \cos(\alpha), \quad E_{y,in1} = E_{y,0} \sin(\alpha) \quad (3.3.2)$$

$$E_{x,1} = E_{x,in1} \exp(-i\beta_x L_1), \quad E_{y,1} = E_{y,in1} \exp(-i\beta_y L_1) \quad (3.3.3)$$

$$E_{x,in2} = E_{x,1} \cos(\varphi) + E_{y,1} \sin(\varphi), \quad E_{y,in2} = -E_{x,1} \sin(\varphi) + E_{y,1} \cos(\varphi) \quad (3.3.4)$$

$$E_{x,2} = E_{x,in2} \exp(-i\beta_x L_2), \quad E_{y,2} = E_{y,in2} \exp(-i\beta_y L_2) \quad (3.3.5)$$

$$I_S = N(E_{x,2} \cos(\gamma) + E_{y,2} \sin(\gamma))^2 \quad (3.3.6)$$

где $E_{x,in1}$, $E_{y,in1}$ - составляющие напряженности поля введенного в ВС излучения; $E_{x,1}$, $E_{y,1}$ - составляющие напряженности поля после отрезка длиной L_1 ; $E_{x,in2}$, $E_{y,in2}$ - составляющие поля после поворота осей; $E_{x,2}$, $E_{y,2}$ - составляющие поля после отрезка длиной L_2 , N - нормировочный множитель. Примеры расчетных зависимостей интенсивности I_S для $\gamma = \pi/4$, $\alpha = \pi/4$, $\varphi = \pi/4$, $\lambda_0 = 0,63$ мкм, $\Delta\beta = 2 \cdot 10^{-5}$, $L_1 + L_2 \equiv L_S$, $L_S = 1$ м, для двух характерных случаев расположения одиночного дефекта приведены на рис. 3.9 (a-b). Как видно из графиков, при $L_1 \ll L_S$ в спектре наблюдаются биения с периодом $\Lambda_m \gg \Lambda$. При $L_1 \approx L_2$ спектр описывается суммой двух функций с периодами Λ и $\Lambda_d \gg \Lambda$. В общем случае, спектр представляет собой суперпозицию четырех, указанных выше, волноводных мод. Произведя математические преобразования выражений (3.3.2) - (3.3.6), пренебрегая малыми величинами для двух предельных случаев, указанных ниже, можно получить аналитические решения. Так, при $|\Delta L_m| \ll L$, где $\Delta L_m = L - L_1$, L_1 - расстояние от входного торца до дефекта появляется модуляция спектра с огибающей, имеющей период

$$\Lambda_m = 4\pi\lambda_0 / (\Delta L_m \Delta\beta), \quad (3.3.7)$$

а при $|\Delta L_d| \ll L$, где $\Delta L_d = L_2 - L_1 = L_S - 2L_1$, L_2 - расстояние от дефекта до выходного торца спектрально-поляризационные биения с периодом (3.3.1) наблюдаются на

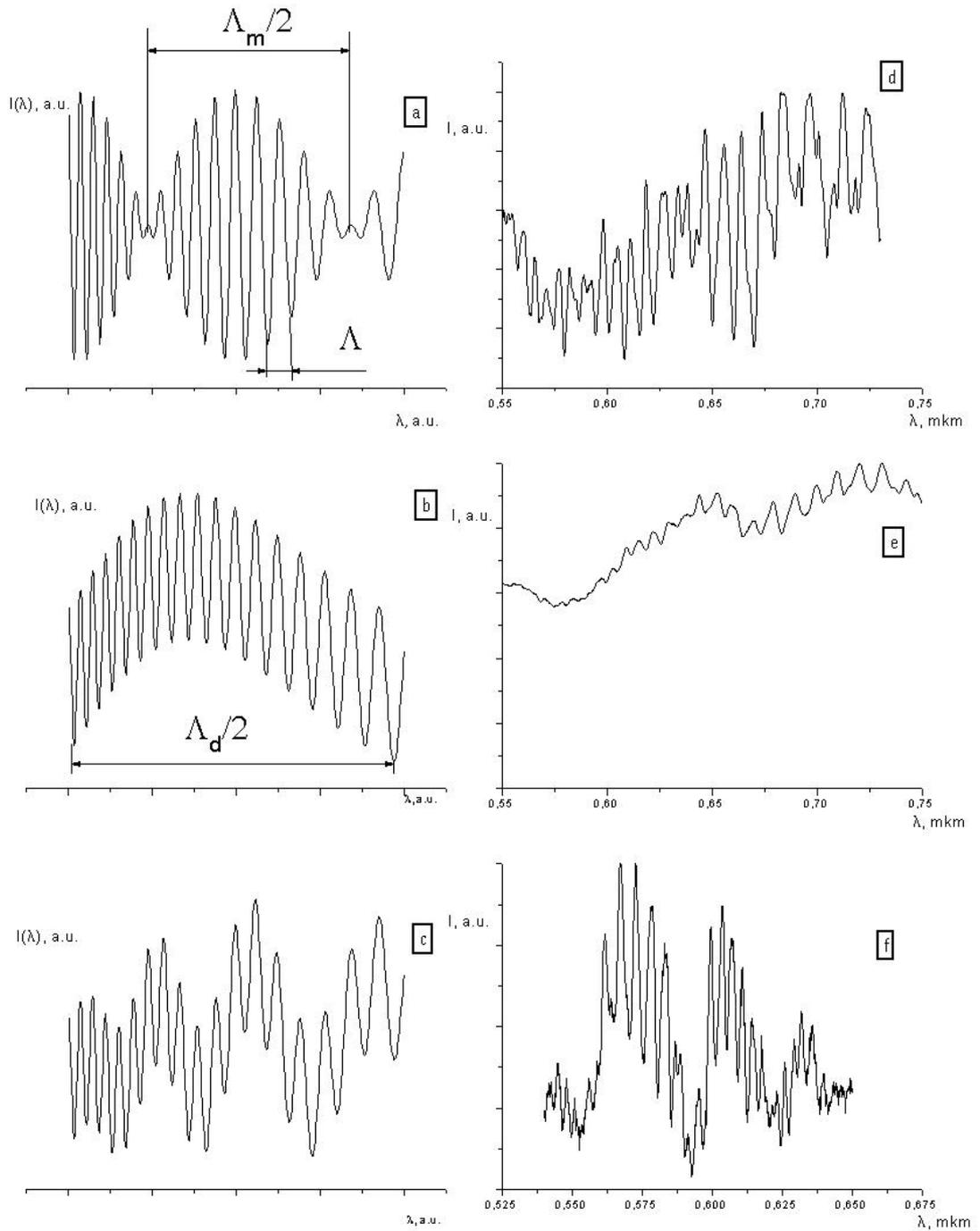


Рис. 3.8. Спектрально-поляризационные характеристики одномодового световода: а-с – расчетные зависимости, d-f – экспериментальные, а,b – для одиночного дефекта, а – $L_I = 0,05L_S$, b - $L_I = 0,48L_S$, с – пример для двух случайно расположенных дефектов, d – экспериментальная зависимость для прямого световода с выходным поляризатором, е – полная спектральная характеристика выходящего излучения (без выходного анализатора), f – спектрально-поляризационная характеристика изогнутого световода.

изменяющемся с периодом

$$\Lambda_d = 4\pi\lambda_0 / (\Delta L_d \Delta\beta) \quad (3.3.8)$$

уровне интенсивности. Выбранные углы γ , α , φ соответствуют наиболее сильному проявлению эффекта спектральной модуляции. Так, при $\gamma \neq \pi/4$ мощности интерферирующих волн различных поляризаций будут отличаться, соответственно, уменьшится глубина модуляции, а при $\gamma = \pi k/2$, где k - целое число, эффект спектральной модуляции пропадает. Аналогично – для углов φ и α . Однако, необходимо отметить следующую закономерность. В волоконном световоде с локальным дефектом при $L_1 \neq L_2$, $\varphi \neq \pi m$, $\gamma \neq \pi m/2$, где m - целое число, модуляция спектра наблюдается при любом угле входной поляризации α , а для ВС без локальных дефектов – модуляция отсутствует при углах $\alpha = \pi m/2$. Для двух и более дефектов количество волн с различными фазами увеличивается, и результирующая картина становится более сложной. Пример расчетной спектральной зависимости для двух случайно расположенных дефектов приведен на рис. 3.9 (с). Отличие описанных выше закономерностей от [88], заключается в рассмотрении модуляции амплитуды спектрально-поляризационных биений как функции λ , а не изменения периода биений Λ как функции L_1 .

Экспериментальные исследования проводились на установке [42], схема которой приведена на рис. 3.10. Излучение от лампы накаливания через объектив и поляризатор, вводилось в одномодовый (в рабочем диапазоне длин волн - до 0.5 мкм) несовершенный волоконный световод длиной 1 м со случайными дефектами, возникшими в процессе производства. Выходящее из ВС излучение фокусировалось микрообъективом, фильтровалось поляризатором (анализатором) и попадало на вход монохроматора МДР-23 сопряженного с ЭВМ. Угол поворота анализатора был выбран исходя из максимального значения глубины спектральной модуляции. Измерялись спектры прошедшего излучения при различных углах поворота входного поляризатора. Сопоставление спектров при различных углах поворота поляризатора и спектра полного пропускания ВС без выходного поляризатора (рис. 3.9 d, рис. 3.9 e) позволяет сделать вывод о том, что модуляция спектра обусловлена рассмотренными спектрально-поляризационными эффектами: глубина модуляции при фильтрации анализатором в 3.5 раз выше. Экспериментально было установлено, что модуляция в спектре имела место при любом угле поляризации падающего излучения (рис. 3.10). Изменение амплитуды (биения) в периодическом спектре объясняется энергообменом между модами различных поляризаций, так как вид биений (огибающая спектра) зависит от углов поворота

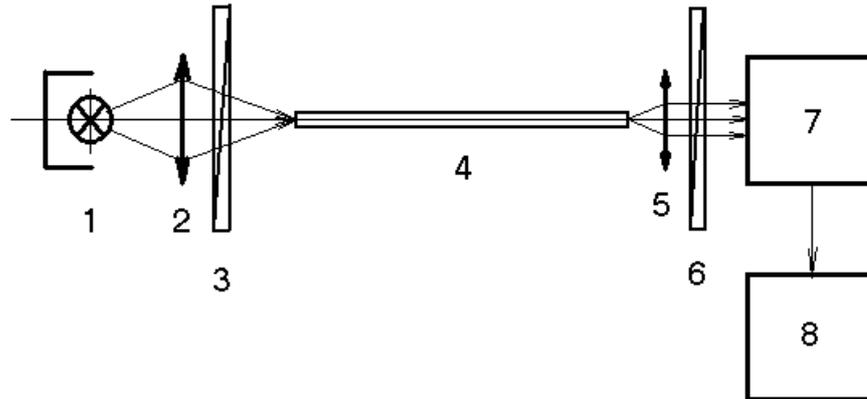


Рис. 3.10. Схема экспериментальной установки: 1 – источник излучения (лампа накаливания), 2 – фокусирующая линза, 3 – поляризатор, 4 – волоконный световод, 5 – коллимирующий микро объектив, 6 – анализатор, 7 – монохроматор МДР-23, 8 – персональный компьютер.

поляризатора и анализатора. Таким образом, проведенные исследования подтверждают основные закономерности простой теоретической модели. Для количественного сопоставления экспериментальных и расчетных данных необходимы сведения о пространственном расположении и параметрах дефектов, что, практически, возможно только для случаев разъемного соединения или искусственно наведенного возмущения.

Были также выполнены измерения спектров излучения напряженного световода (рис. 3.9 f). Для этого один виток ВС был намотан на катушку диаметром 0,01 м. Показано, что наведенный таким способом дефект существенно влияет на вид спектральной характеристики, в частности, приводит к уменьшению периода модуляции. Так, средний периода $CM \Delta\lambda$ для прямого световода в диапазоне обратных длин волн $1.575 < 1/\lambda < 1.8 \text{ mkm}^{-1}$ составлял $6.7 \pm 1 \text{ nm}$, а для напряженного - $4.2 \pm 0.1 \text{ nm}$. Указанная закономерность соответствует известным теоретическим представлениям. Можно отметить также увеличение глубины модуляции огибающей спектра, что обусловлено, по-видимому, возникновению энергообмена между модами на изгибе световода.

При увеличении количества локальных дефектов возрастает количество возможных частот биений, поэтому для случая большого числа дефектов был применен метод численного моделирования. Примеры смоделированных зависимостей $I_s(\lambda)$ для случая 5-ти, 10-ти, 15-ти и 25-ти дефектов, имеющих случайное равновероятное расположение по длине ВС, приведены на рис. 3.11. Показано, что при случайном или равномерном расположении дефектов по длине световода на выходе ВС практически наблюдаются биения только с периодом приблизительно равным Λ . Чем больше дефектов указанного вида, тем менее явно выражен эффект модуляции амплитуды спектральных биений. Однако в отличие от случая бездефектного ВС при одном и более дефектов указанного типа спектрально-поляризационные биения наблюдаются независимо от направления поляризации излучения на входе световода.

Таким образом, в п. 3.3. теоретически и экспериментально показано, что возникновение спектральных биений возможно в одномодовом режиме при наличии дефектов, приводящих к энергообмену между волнами различной поляризации. Вид модуляции и огибающей спектра зависит от их количества и пространственного положения. Характерной особенностью спектрально-поляризационных характеристик несовершенных волоконных световодов является также наличие периодической составляющей при произвольном направлении поляризации возбуждающего излучения. Соответственно, измеренные спектрально-поляризационные характеристики могут использоваться для оценки качества одномодовых световодов.

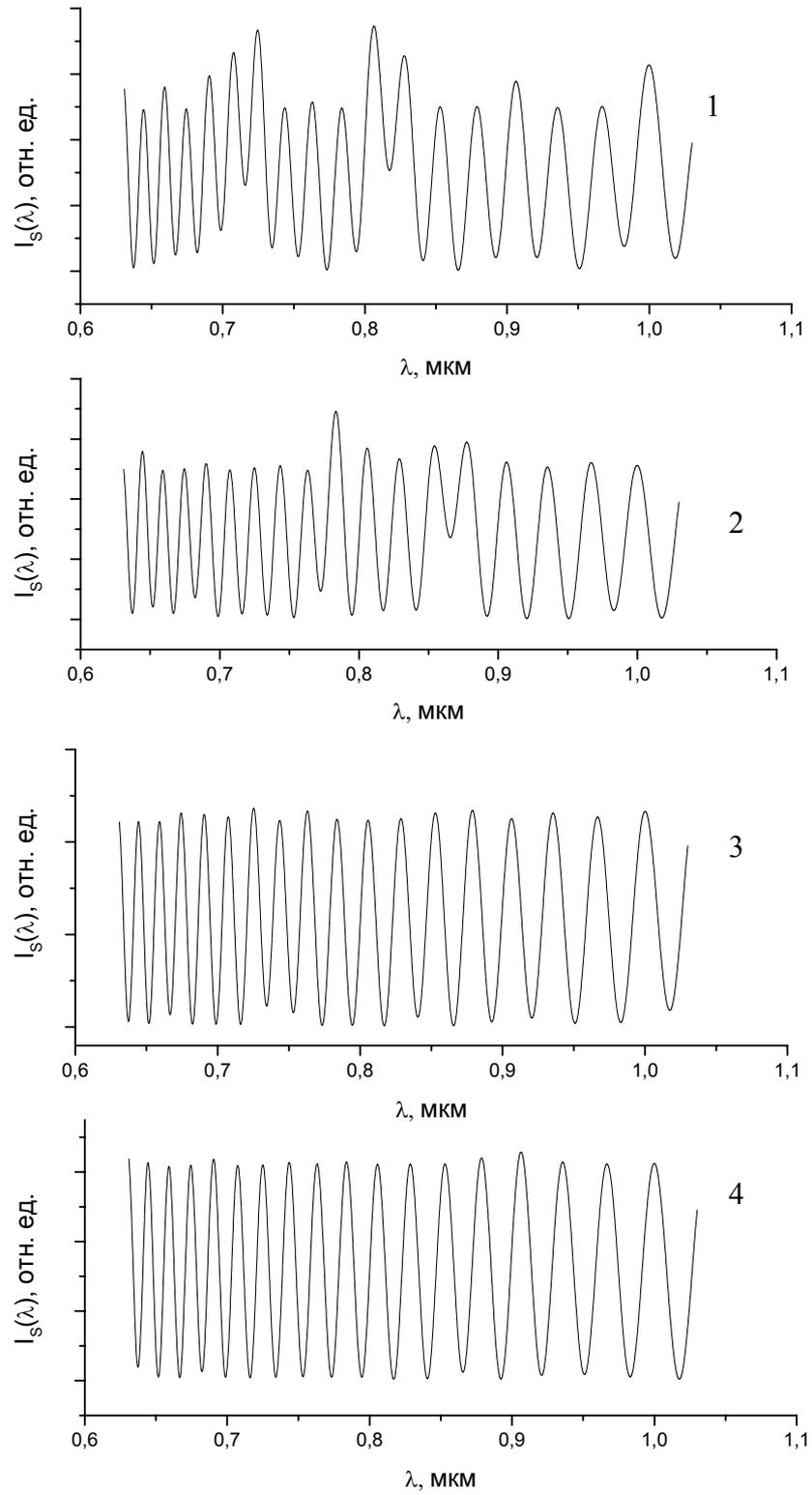


Рис. 3.11. Спектральная зависимость интенсивности, полученная методом численного моделирования, при различном количестве случайно расположенных дефектов: 1 – при 5-ти дефектах, 2 – при 10, 3 – 15, 4 – 25.