5. Goldan P. D., Goto K. — J. Appl. Phys., 1974, 45, № 10, p. 4350.
6. Казаков В. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 7, с. 877.
7. Andreev B. A., Burenin A. V., Karyakin E. N., Krupnov A. F., Shapin S. M. — J. Molec. Spectr., 1976, 62, p. 126.

Институт прикладной физики АН СССР

Поступила в редакцию 25 апреля 1985 г.

УДК 535.51; 621.372 822

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

А. Н. Залогин, С. М. Козел, В. Н. Листвин

При распространении немонохроматического излучения в одномодовых волоконных световодах (ОВС) наблюдается явление деполяризации излучения. Этот эффект хорошо известен и объясняется частотной зависимостью относительных фазовых сдвигов поляризационных мод ОВС. Количественное описание эффекта дано в [1, 2]. Входное излучение разлагается по поляризационным модам ОВС и, с учетом запаздывания мод, вычисляется матрица когерентности на выходе ОВС. При этом предполагается, что состояние поляризации на входе в ОВС и коэффициенты разложения по поляризационным модам не зависят от частоты. Однако в общем случае, когда излучение на входе в ОВС частично поляризовано или когда оптическая система состоит из нескольких ОВС, такой метод неприменим. Как показано в [3], для описания поляризационных эффектов, возникающих при распространении немонохроматического излучения через произвольную линейную систему, необходимо рассматривать полную корреляционную структуру излучения. Ограничения, принятые в [1, 2], можно устранить, если при описании эффектов деполяризации перейти от скалярных случайных процессов, как это сделано в [1, 2], к векторным, а для учета поляризационной анизотропии ОВС использовать матричные методы В настоящей работе мы исследуем поляризационные явления, возникающие при распространении немонохроматического излучения в анизотропных ОВС и проиллюстрируем предложенный подход на примере расчета предельной степени деполяризации излучения в ОВС со случайными неоднородностями

В приближении плоских волн спектральные и поляризационные свойства излучения определяются корреляционной матрицей $\hat{J}(t_1, t_2, z) = \langle \boldsymbol{E}(t_1, z) \times \boldsymbol{E}^+(t_2, z)\rangle$, где знак $+$ обозначает операцию эрмитового сопряжения, угловые скобки — усреднение по ансамблю реализаций поля, $\boldsymbol{E}(t, z)$ — аналитический сигнал для вещественного векторного процесса, описывающего поляризацию случайной плоской волны в момент времени t в точке z волокна. В дальнейшем будем полагать, что источник излучения стационарный, а ОВС можно рассматривать как линейную систему с постоянными коэффициентами В стационарном случае спектральные свойства частично поляризованного излучения можно охарактеризовать с помощью матриц спектральных плотностей $\hat{g}(\omega, z)$, ω — циклическая частота излучения,

$$\hat{J}(\tau, z) = \langle \boldsymbol{E}(t, z) \times \boldsymbol{E}^+(t+\tau, z)\rangle = 4 \int_0^\infty \hat{g}(\omega, z) \exp(i\omega\tau) d\omega. \tag{1}$$

Матрица спектральных плотностей характеризует также и средние поляризационные свойства вектора $\boldsymbol{E}(t, z)$:

$$\hat{J}(z) = \langle \boldsymbol{E}(t, z) \times \boldsymbol{E}^+(t, z)\rangle = 4 \int_0^\infty \hat{g}(\omega, z) d\omega, \tag{2}$$

где $\hat{J}(z)$ — матрица когерентности

Найдем матрицу когерентности на выходе ОВС. Для этого воспользуемся тем, что $\boldsymbol{E}(t, z)$ — гармонизируемый случайный процесс,

$$\boldsymbol{E}(t, z) = 2 \int_0^\infty \boldsymbol{e}(\omega, z) \exp(i\omega t) d\omega. \tag{3}$$

При спектральном подходе гармоническая система описывается своей матрицей передачи (в данном случае матрицей Джонса $\hat{L}(\omega, z)$, связывающей спектральную амплитуду установившегося векторного колебания $\boldsymbol{e}(\omega, z)$ (вектор Джонса) на выходе системы со спектральной амплитудой векторного колебания $\boldsymbol{e}(\omega, 0)$, воздействующего на вход системы,

$$\boldsymbol{e}(\omega, z) = \hat{L}(\omega, z)\, \boldsymbol{e}(\omega, 0). \tag{4}$$

Учитывая, что спектральные амплитуды $e(\omega, z)$ δ-коррелированы $\langle e(\omega, z) \times e^{+}(\omega', z)\rangle = \hat{g}(\omega, z)\,\delta(\omega-\omega')$, находим матрицу когерентности на выходе ОВС

$$\hat{J}(z) = 4\int_0^\infty \hat{g}(\omega, z)d\omega = 4\int_0^\infty \hat{L}(\omega, z)\hat{g}(\omega, 0)\hat{L}^{+}(\omega, z)d\omega. \qquad (5)$$

Как показано в [4], если пренебречь обратным рассеянием, в линейном приближении поляризационную анизотропию ОВС можно описать матрицей 2×2 — матрицей Джонса. Таким образом, соотношение (5) описывает изменение состояния поляризации при распространении немонохроматического излучения в анизотропных ОВС. При этом для определения средних поляризационных свойств немонохроматического излучения, распространяющегося в ОВС, необходимо знать не только матрицу когерентности на входе в ОВС, но и матрицу спектральных плотностей. В квазимонохроматическом приближении, пренебрегая зависимостью матрицы Джонса от частоты, из (5) получаем известный закон преобразования матрицы когерентности:

$$\hat{J}(z) = \hat{L}(\omega_0, z)\,\hat{J}(0)\hat{L}^{+}(\omega_0, z). \qquad (6)$$

В качестве примера рассмотрим изменение степени поляризации немонохроматического излучения при распространении его в ОВС с сильным линейным двулучепреломлением. В таких ОВС из-за большой разницы группового запаздывания поляризационных мод наиболее сильно проявляются эффекты деполяризации немонохроматического излучения [5]. Нерегулярности в ОВС приводят к изменению азимута оси линейного двулучепреломления, их действие учитывается введением действительного коэффициента связи $k(s)$. Матрица Джонса для такого ОВС, записанная в линейном базисе, в первом порядке теории возмущений имеет вид [5]

$$\hat{L}(\omega, z) = \begin{pmatrix} \exp(-i\beta_{12}z); & i\exp(-i\beta_{12}z)\int_0^z k(s)\exp(2i\beta_{12}s)ds \\ i\exp(i\beta_{12}z)\int_0^z k(s)\exp(-2i\beta_{12}s)ds; & \exp(i\beta_{12}z) \end{pmatrix} \exp\left(-i\,\frac{\beta_1+\beta_2}{2}z\right), \qquad (7)$$

где $\beta_{12} = (\beta_1-\beta_2)/2$; $\beta_1(\omega)$, $\beta_2(\omega)$ — постоянные распространения поляризационных мод, $\beta_{12} = \beta_{12}(\omega_0) + (\tau/2)(\omega-\omega_0)$, τ — разность групповых запаздываний поляризационных мод на единицу длины волокна.

Максимальная степень деполяризации излучения достигается, когда обе поляризационные моды возбуждены с равным весом. Пусть излучение на входе в ОВС поляризовано линейно под углом $\pi/4$ к главным осям двулучепреломления:

$$\hat{g}(\omega, 0) = \frac{1}{8}B(\omega)\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \qquad (8)$$

где $B(\omega)$ — спектральная плотность излучения. Подставляя (7) и (8) в (5), находим матрицу когерентности

$$J_{11} = \frac{1}{2}\left(1 + \int_0^z k(s)\gamma(\tau, s)\cos(2\beta_{12}(\omega_0)s)\,ds\right),$$

$$J_{22} = \frac{1}{2}\left(1 - \int_0^z k(s)\gamma(\tau, s)\cos(2\beta_{12}(\omega_0)s)ds\right), \quad J_{12} = J_{21}^{*} = \frac{1}{2}\gamma(\tau, z), \qquad (9)$$

где $\gamma(\tau, z) = \frac{1}{I}\int_0^\infty B(\omega)\exp(i\tau z(\omega-\omega_0))d\omega$ — комплексная функция когерентности источника излучения, I — интенсивность. Для степени поляризации излучения $p = \left(1 - \frac{4\det\hat{J}}{(\mathrm{Sp}\,\hat{J})^2}\right)^{1/2}$ получаем

$$p = \left(|\gamma(\tau, z)|^2 + \left(\int_0^z k(s)\gamma(\tau, s)\cos(2\beta_{12}(\omega_0)s)ds\right)^2\right)^{1/2}. \qquad (10)$$

В отсутствие связи $p = |\gamma(\tau, z)|$, что совпадает с результатом, полученным в [1] в приближении нормальных поляризационных мод.

Величина $|\gamma(\tau, z)|$ быстро убывает с увеличением длины волокна и при $z \gg L_д$, где $L_д = \int_0^\infty |\gamma(\tau, z)|dz$ — длина деполяризации излучения в ОВС, становится пренебрежимо малой [5]. Для оценки степени поляризации положим $\gamma(\tau, s) = 1$ при $s < L_д$ и $\gamma(\tau, s) = 0$ при $s > L_д$. Получаем при $z \gg L_д$

$$p = |H| = \left|\int_0^{L_д} k(s)\cos(2\beta_{12}(\omega_0)s)ds\right|. \qquad (11)$$

Для типичного широкополосного источника излучения — суперлюминесцентного диода — в ОВС с сильным линейным двулучепреломлением длина деполяризации $L_д$ составляет ~ 10 *см*, а длина корреляции случайных неоднородностей ОВС $L_к < 1$ *мм* [5]. При $L_д \gg L_к$ H представляет собой «сумму» большого числа независимых слагаемых, и поэтому можно ожидать, что H будет распределено на ансамбле волокон по нормальному закону. Нетрудно вычислить параметры этого распределения: математическое ожидание и дисперсию. Первый равен нулю. Второй находим, усреднив H^2 по ансамблю статистически однородных ОВС (знак усреднения — черта сверху), полагая при этом, что случайный процесс $k(z)$ стационарный, и $\overline{k(s)}=0$. В силу стационарности $\overline{k(s)k(s+u)} = \sigma_к^2 \varphi(u)$, где $\sigma_к^2 = \overline{k^2(s)}$ — дисперсия, $\varphi(u)$ — корреляционная функция. При $L_д \gg L_к$

$$\sigma_H^2 = \overline{H^2} = hL_д = L_д \int\limits_0^\infty \sigma_к^2 \varphi(u) \cos(2\beta_{12}(\omega_0)u)\,du, \tag{12}$$

где h — средний погонный коэффициент преобразования рабочей волны в паразитную волну, определяющий длину ОВС, на которой сохраняется состояние поляризации излучения $L_c = 1/h$ [5]

Математическое ожидание и дисперсия степени поляризации излучения $p=|H|$ также выражаются через параметр h и длину деполяризации излучения $L_д$:

$$\overline{p} = \sqrt{2hL_д/\pi}, \quad \sigma_p = \sqrt{(\pi-2)/\pi}\,\sqrt{hL_д}\,. \tag{13}$$

Таким образом, в ОВС со случайными неоднородностями при $z \gg L_д$ предельная степень поляризации излучения не зависит от длины ОВС, а относительные флуктуации степени поляризации порядка единицы.

Для типичных значений $L_д = 10^{-1}$ *м* и $h = 10^{-5}$ *м*$^{-1}$ [5] предельная степень деполяризации $\sqrt{2hL_д/\pi}$ составляет $\sim 8\cdot 10^{-4}$, что хорошо согласуется с экспериментальными значениями, полученными в [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Sakai J., Mashida S., Kimura T. — IEEE, 1982, **QE-17**, № 4, p. 488.
2. Sakai J. — J. Opt. Soc. Amer., 1984, **1**, № 10, p. 1007.
3. Рытов С. М. Введение в статистическую физику. — М. Наука, 1975.
4. Schiffner G., Leely W., Krammer H., Wittman J. — Appl. Opt., 1983, 8, p. 540.
5. Rashleigh S. — J. Lightwave Technol., 1983, **1**, № 2, p. 312.
6. Burns W., Moeller R. — Electron. Lett., 1983, **19**, № 5, p. 187.

Московский физико-технический институт

Поступила в редакцию 27 мая 1985 г.

УДК 621.372.8.09

АНАЛИЗ ГОФРИРОВАННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ТИПОВ ВОЛН В ПАРАКСИАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

С. Н. Власов, Л. В. Пискунова, М. А. Шапиро

Интерес к многомодовым волноводам с нерегулярными гофрированными стенками как трансформаторам типов волн [1] обусловлен их использованием в физических исследованиях, в частности СВЧ трактах установок стационарного УТС при высокочастотных методах нагрева плазмы (см., например, [2]). Известные способы расчета таких трансформаторов основаны на теории связанных волн в нерегулярных волноводах. Приближение двух связанных волн, использованное в [1], не позволяет найти потери на преобразование в другие типы волн и справедливо при большом числе периодов гофры $M \gg 1$ на длине трансформатора, что соответствует малой полосе частот трансформации $\Delta f/f \sim M^{-1}$. В целях увеличения полосы преобразования необходимо рассматривать существенно многомодовые трансформаторы с большим в масштабе длины волны поперечным размером и малым числом периодов гофры. В настоящей работе для анализа преобразования мод в таких трансформаторах применяется метод расчета, основанный на параксиальном (квазиоптическом) приближении для волн в предположении, что радиус нерегулярного волновода слабо изменяется на периоде гофры.

Рассмотрим трансформацию аксиально-симметричных волн в волноводе круглого сечения с радиусом, изменяющимся по закону $R(z) = a + b \sin hz$ на длине транс-