

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ДИСПЕРСИИ
ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ, ИЗОГНУТЫХ ПО СПИРАЛИ

A POLARIZING DISPERSION OF SPIRAL BENDED OPTICAL FIBER RESERCH

Аннотация. Проведено исследование влияния анизотропии волоконного световода, уложенного в спиральную линию при комнатной температуре, на поляризационную дисперсию. Определена зависимость последней от параметров спирали и угла поляризации.

Summary. An influence of anisotropy of the fiber optical laid in a spiral line at a room temperature on a polarizing dispersion was researched. Dependence of the fiber optical on spiral parameters and corner of polarization was defined.

Дисперсия сигнала является одним из важнейших параметров волоконно-оптической линии связи, поэтому большой научный интерес представляет решение проблемы минимизации дисперсии сигнала. Одним из таких методов является использование свойства оптической анизотропии, обусловленной механическими напряжениями оптического волокна (ОВ). Данным свойством обладают волоконные световоды (ВС), уложенные в спиральную линию постоянного шага ρ и радиуса R при комнатной температуре.

В работах [1, 2] проведены исследования поляризационной дисперсии, получены выражения для расчета последней, в которых учтено влияние анизотропии, обусловленной механическими напряжениями ВС. В работе [3] рассмотрены тенденции опережения и отставания обыкновенной HE_{11}^o и необыкновенной HE_{11}^e основных волн. В работах [1, 4] проанализированы условия достижения минимального и максимального значений $\Delta\tau_1$. Для характеристики влияния фотоупругости принят параметр $A = \rho / 4\pi R$. При этом показано, что анизотропия наиболее выражена в пределах A от 0 до 2. При $A > 10$, среда по своим свойствам близка к изотропной.

Однако в указанных источниках не получены инженерные формулы расчета поляризационной дисперсии (не определено $\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right)$) и не показана зависимость $\Delta\tau_1$ непосредственно от параметра

A и углов поляризации необыкновенной φ^e и обыкновенной φ^o основных волн.

Целью данной работы является анализ возможности использования анизотропного спиральноизогнутого одномодового волоконного световода (СОМВС) в качестве компенсатора дисперсии, а именно: в каких пределах можно изменять $\Delta\tau_1$, при каком диапазоне A это возможно, при какой длине волны передаваемого сигнала и при каких углах поляризации.

В СОМВС существуют следующие виды дисперсии: поляризационная дисперсия, вызванная анизотропией ВС и различием фазовых коэффициентов распространения $\beta_{1\varphi}^e(\omega)$ и $\beta_{1\varphi}^o(\omega)$ необыкновенной HE_{11}^e и обыкновенной HE_{11}^o основных волн соответственно; материальная дисперсия, обусловленная частотной зависимостью $\varepsilon(\omega)$ диэлектрических свойств материала ВС; волноводная дисперсия, обусловленная частотной зависимостью фазовых коэффициентов распространения волн в изгибе ВС [1]. При этом суммарная дисперсия будет определяться как разность групповых времен распространения необыкновенной τ_1^e и обыкновенной τ_1^o волн $HE_{11}^{e,o}$ на единицу длины спирально изогнутого ВС. Представляет интерес поляризационная дисперсия, поскольку она зависит от параметров спирали: радиуса и шага скрутки, может приобретать как положительные, так и отрицательные значения. В СОМВС присутствует несимметричность распределения диэлектрических свойств, поэтому он действует по-разному, как линия задержки, на необыкновенную HE_{11}^e и обыкновенную HE_{11}^o волны, смещая во времени по-разному переносимые ими сигналы относительно друг друга. СОМВС можно использовать для коррекции или полной компенсации суммарной дисперсии ВС путем настройки коэффициента A . Для этого

необходимо произвести исследования СОМВС: вывести определенную закономерность в изменении $\Delta\tau_1$ при изменении A и угла поляризации.

Выражение для расчета поляризационной дисперсии имеет следующий вид [1]:

$$\Delta\tau_1 = \frac{\partial}{\partial\omega} \left(\frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right) \left[\frac{r}{R} G(A) + \frac{r^2}{2R^2} H(A) \right], \quad (1)$$

где ω – циклическая частота волны ($\omega = 2\pi f$); β_{10} – коэффициент распространения моды HE_{11} в прямолинейном изотропном ОБ; $\varepsilon(r)$ – диэлектрическая проницаемость прямолинейного изотропного ОБ; r – радиус ОБ; R – радиус спирали, в которую уложено ОБ. Функции $G(A)$, $H(A)$ зависят от параметров спирали:

$$G(A) = \frac{A^2 + 2A - 1}{(1 + 4A^2)\sqrt{1 + A^2}}; H(A) = \frac{1 - A^2}{2(1 + A^2)(1 + 4A^2)^2}; A = \frac{\rho}{4\pi R}; \quad (2)$$

где ρ – шаг скрутки.

Множитель в квадратной скобке (1) не зависит от длины волны и характеризует дисперсию сигналов вследствие метрической и фотоупругой анизотропии ВС вместе взятых.

Величину $\varepsilon(r)$ можно определить используя формулу Селмейера [5]:

$$\varepsilon(r) = 1 + \sum_{i=1}^3 A_i \lambda^2 / (\lambda^2 - l_i^2), \quad (3)$$

где $A_1, A_2, A_3, l_1, l_2, l_3$ – коэффициенты, зависящие от состава стекла [5]; λ – длина волны.

Коэффициент распространения моды HE_{11} в изотропном ОБ β_{10} :

$$\beta_{10} = \frac{2\pi n}{\lambda_0}, \quad (4)$$

где n – диэлектрическая проницаемость материала стекла; $\lambda_0 = 1,3 \cdot 10^{-6}$ мкм – длина волны света в вакууме.

Подставив выражения (3), (4) в (1) и определив дифференциал $\frac{\partial}{\partial\omega}$, получим конечное выражение для расчета $\Delta\tau_1$:

$$\Delta\tau_1 = - \frac{\lambda^3}{c\lambda_0 \left[1 + \sum_{i=1}^3 A_i \lambda^2 / (\lambda^2 - l_i^2) \right]^{3/2}} \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \cdot \left[\frac{r}{R} G(A) + \frac{r^2}{2R^2} H(A) \right], \quad (5)$$

Значение первого и второго множителя зависят исключительно от состава стекла СОМВС и длины волны, третий множитель зависит от параметров спирали. Произведены расчеты последнего для разных значений A (от 0 до 2). По результатам построен график зависимости (рис. 1). Поскольку произведение первого и второго множителей в (5) всегда будет отрицательно, форма зависимости $\Delta\tau_1$ от A будет зеркальным отображением данного графика. Произведен также расчет $\Delta\tau_1$ для материала чистого кварца (100% SiO_2), длина волны – 1,565 мкм, диапазон коэффициента A – от 0 до 2. График зависимости $\Delta\tau_1$ (с/м) от A представлен на рис. 2.

Как видно из рис. 2 наибольшее положительное значение ($2,23279 \cdot 10^{-12}$ с/м) $\Delta\tau_1$ принимает при $A = 0$ (случай изогнутого по дуге окружности ВС); при $A = 0,954$ $\Delta\tau_1$ получит максимальное отрицательное значение ($-6,43089 \cdot 10^{-13}$ с/м); при $A \approx 0,404$ необыкновенная и обыкновенная основные волны одновременно достигнут приемного конца линии, при увеличении коэффициента A , $\Delta\tau_1$ будет приближаться к нулю, так как при этом СОМВС по своим характеристикам приближается к изотропному (элементы тензора диэлектрической проницаемости, расположенные на главной диагонали приблизительно равны $\varepsilon(r)$, а все остальные равны нулю).

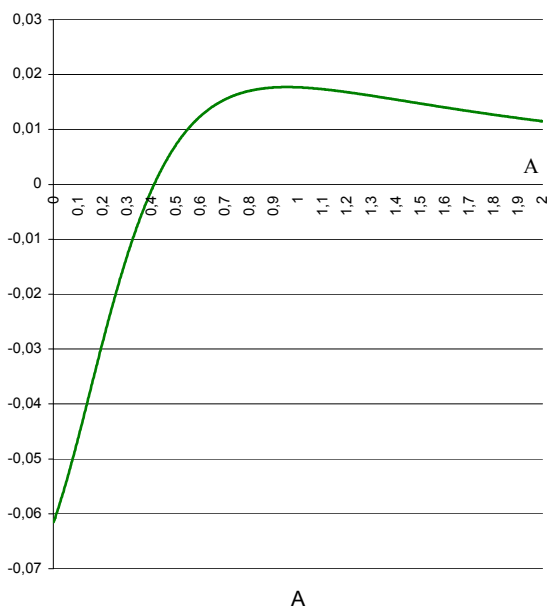


Рисунок 1 – Зависимость $[G(A)\gamma/R + H(A)\gamma^2/2R^2]$ от A

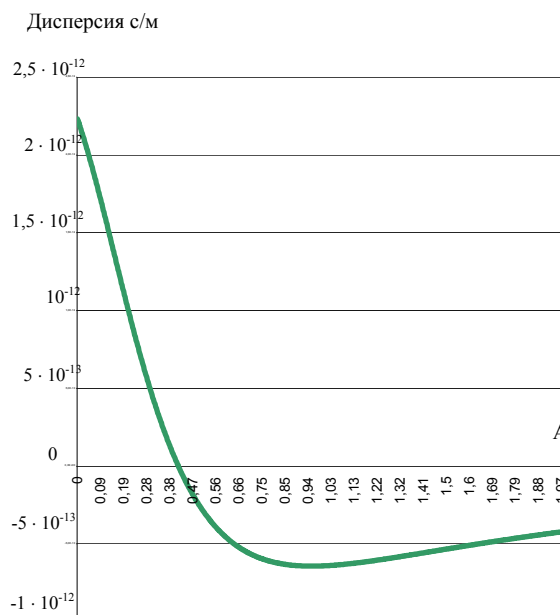


Рисунок 2 – Зависимость поляризационной дисперсии от A

Для оценки возможности компенсации внутримодовой дисперсии необходимо провести анализ влияния длины волны передаваемого сигнала на поляризационную дисперсию для разных составов ОВ, а именно, в каком диапазоне длин волн последняя будет одного порядка с хроматической дисперсией. Расчеты показали, что при увеличении длины волны поляризационная дисперсия возрастает (рис. 3).

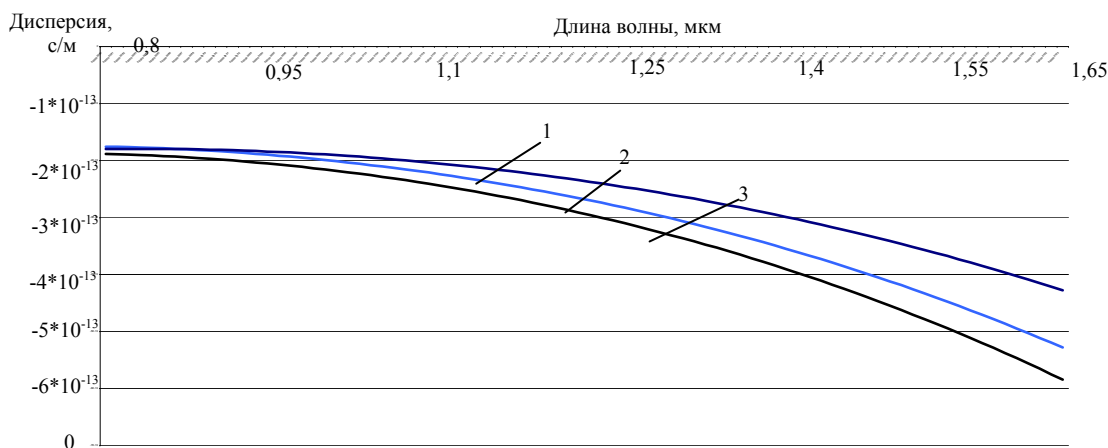


Рисунок 3 – Зависимость поляризационной дисперсии от длины волны при $A = 0,618$ для трех составов сердцевины ОВ радиуса ОВ

Сделаны расчеты $\Delta\tau_1$ для длин волн 0,8 – 1,65 мкм для всех составов ОВ, которые приводятся в [5] (табл. 10.1) и в [6] (табл. 11.3). На рис. 3 представлены изменения $\Delta\tau_1$ при возрастании λ для следующих составов сердцевины ОВ: 1 – 7 % GeO_2 , 93% SiO_2 ; 2 – 100 % SiO_2 ; 3 – 4,03 % GeO_2 , 9,7 % B_2O_3 , 86,27 % SiO_2 . При расчетах параметр A был выбран равным 0,618 так как при таком значении достигнут минимум переходных затуханий между необыкновенной HE_{11}^e и обыкновенной HE_{11}^o основными волнами (полудлина участка биения стремится к бесконечности).

Если поляризационная дисперсия равна по модулю, но противоположна по знаку хроматической дисперсии, достигается полная компенсация внутримодовой дисперсии. Данное условие можно выполнить, составив следующее уравнение:

$$\underbrace{\frac{\lambda^3}{c\lambda_0 \left[1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{(\lambda^2 - l_i^2)} \right]^{3/2}} \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \cdot \left[\frac{r}{R} G(A) + \frac{r^2}{2R^2} H(A) \right]}_{\text{поляризационная дисперсия}} = \quad (6)$$

$$= \underbrace{\frac{\lambda}{n_1 c} \left[\sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2 \cdot (3\lambda^2 + l_i^2)}{(\lambda^2 - l_i^2)^3} - \left(-\frac{\lambda}{n_1} \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \right)^2 \right]}_{\text{материальная дисперсия}} + \underbrace{\left[1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - l_i^2} + \frac{\lambda^2}{n_1} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \right] \cdot \frac{\Delta}{\lambda c}}_{\text{волноводная дисперсия}} \cdot \Phi,$$

где n_1 – диэлектрическая проницаемость материала сердцевинки стекла; Δ – относительная разность показателей преломления сердцевинки и оболочки; $\Phi = V \frac{\partial^2(Vb)}{\partial V^2}$ – определяется по графику ([5] рис. 10.8.); V – нормированная частота.

Путем подбора параметра А, составов сердцевинки и оболочки, радиуса сердцевинки, длины волны достигнуто равенство (6) для следующих составов ОБ в четвертом окне прозрачности:

1. Сердцевина: 7 % GeO₂, 93 % SiO₂, оболочка: 3,5 % B₂O₃, 96,5% SiO₂ (значение радиуса сердцевинки 2,2 мкм);
2. Сердцевина: 4,1 % GeO₂, 95,9 % SiO₂, оболочка: 1 % F, 99 % SiO₂ (значение радиуса сердцевинки 2,1 мкм);
3. Сердцевина: 3,5 % GeO₂, 96,5 % SiO₂, оболочка: 3 % B₂O₃, 97 % SiO₂ (значение радиуса сердцевинки 2,1 мкм);
4. Сердцевина: 9,1 % GeO₂, 7,7 % B₂O₃, 83,2 % SiO₂, оболочка: 2,2 % GeO₂, 3,3 % B₂O₃, 94,5 % SiO₂ (значение радиуса сердцевинки 2,1 мкм);
5. Сердцевина: 4,03 % GeO₂, 9,7 % B₂O₃, 86,27 % SiO₂, оболочка: 1 % F, 99 % SiO₂ (значение радиуса сердцевинки 2 мкм).

Изменение коэффициента А для достижения необходимого значения поляризационной дисперсии приводит также и к изменению угла поляризации принимаемой волны HE_{11} . Таким образом СОМВС с регулируемым соотношением $\rho / 4\pi R$ можно использовать и в качестве корректора (компенсатора) дисперсии и в качестве контролера (вращателя) поляризации.

Рассмотрим соотношение угла поляризации волны с $\Delta\tau_1$. Как известно, углы наклона HE_{11}^e и HE_{11}^o волн к оси х, вращающейся с угловой скоростью намотки спиральной линии φ^e и φ^o составляют [1]:

$$\varphi^e = -\arctg \frac{\rho}{4\pi R}; \quad \varphi^o = \varphi^e + \frac{\pi}{2}. \quad (7)$$

Поэтому, если в выражении (2) для расчета G (А) и H (А) вместо А использовать $-\text{tg } \varphi^e$ и подставить полученные значения в (5), получаем соотношение между углом поляризации φ^e и $\Delta\tau_1$. Угол поляризации необыкновенной волны можно изменять в пределах от 90° до 180° и от 270° до 360°. Значения коэффициента А при этом необходимо изменять в диапазоне от 0 до 11,5. На рис. 4 показано изменение $\Delta\tau_1$ при разных углах φ^e для материала СОМВС чистого кварца, длина волны $\lambda = 1,565$ мкм. Как показали расчеты, при значениях $\varphi^e \approx 90^\circ 30' \dots 157^\circ 30'$ и $\varphi^e \approx 270^\circ \dots 337^\circ 30'$ поляризационная дисперсия отрицательна и достигнет наибольшего значения ($-6,41606 \cdot 10^{-13}$ с/м) при $\varphi^e \approx 135^\circ$ и при $\varphi^e \approx 315^\circ$, коэффициент А при этом равен 1,002392. При $\varphi^e \approx 158^\circ \dots 180^\circ$ и $\varphi^e \approx 338^\circ \dots 360^\circ$ поляризационная дисперсия положительна и будет наибольшей ($2,23999 \cdot 10^{-12}$ с/м) при $\varphi^e = 0^\circ$ и при $\varphi^e = 180^\circ$, этого можно достичь при $A \rightarrow 0$.

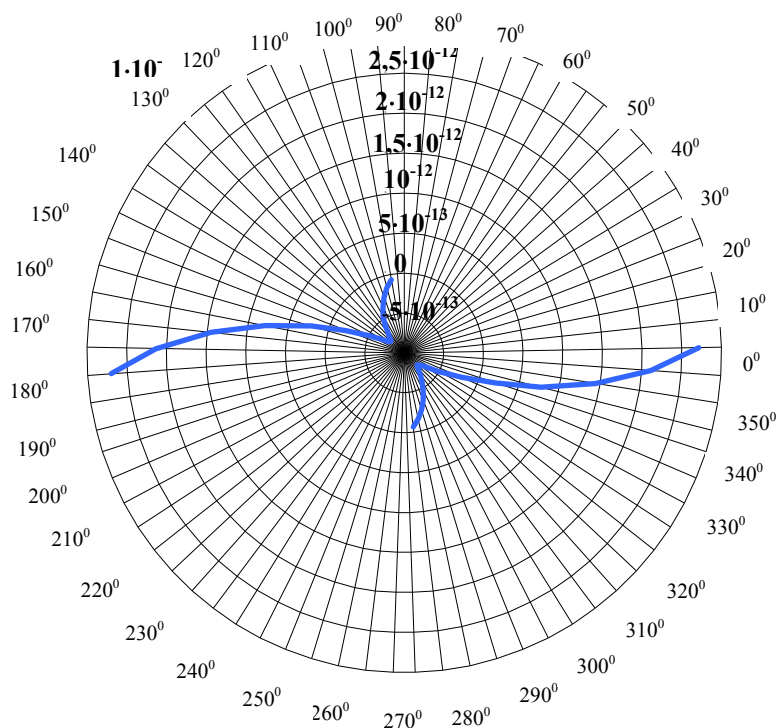


Рисунок 4 – Зависимость поляризационной дисперсии от угла поляризации

В заключение можно сказать следующее. Результаты проведенных исследований показали, что $\Delta\tau_1$ приобретает, как положительные, так и отрицательные значения при изменении параметра A от 0 до 2, что может быть использовано для коррекции и даже полной компенсации материальной и волноводной дисперсий. Изменяя параметр A , можно достичь необходимого значения $\Delta\tau_1$ при определенных углах поляризации, что важно в когерентных волоконно-оптических системах передачи с гетеродинным приемом, которые требуют стабильности поляризации сигналов.

Литература

1. Макаров Т.В. Передаточные характеристики изогнутых волоконных световодов / Макаров Т.В. // Праці УНДІРТ. – Одеса, 1998. – №1 (13). – С. 13-23.
2. Макаров Т.В. Волоконний световод с упорядоченной вращающейся микроструктурой стекла / Макаров Т.В. // Праці УНДІРТ. – Одеса, 1999. – №2(18).
3. Макаров Т.В. Невзаимные влияния волн и сигналов в спиральных одномодовых волоконных световодах. Часть II / Макаров Т.В. // Праці УНДІРТ. – Одеса, 2004. – Вип. 2 (38). – С. 29-34.
4. Макаров Т.В. Скрученный волоконный световод для когерентной передачи сигналов / Макаров Т.В. // Праці УНДІРТ. – Одеса, 1998. – Вип. 1 (13). – С.22 – 28.
5. Корнейчук В.И. Оптические системы передачи / Корнейчук В.И., Макаров Т.В., Панфилов И.П. – К.: Техніка, 1994. – 388 с.
6. Каток В.Б. Волоконно-оптичні системи зв'язку / Каток В.Б. – Київ, 1999. – 501 с.