УДК 681.7.068:62.395

Макаров Т.В.
Макаров Т.В.
Makarov T.V.

ФОТОУПРУГАЯ МОДУЛЯЦИЯ СИГНАЛОВ В СПИРАЛЬНЫХ ОДНОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ В КАБЕЛЕ

ФОТОПРУЖНА МОДУЛЯЦІЯ СИГНАЛІВ У СПІРАЛЬНИХ ОДНОМОДОВИХ ОПТИЧНИХ ВОЛОКНАХ У КАБЕЛІ

PHOTOELASTICAL SIGNAL MODULATION IN HELICAL SINGLE-MODE OPTICAL FIBERS IN A CABLE

Аннотация. Показана модуляция фазы и интенсивности основных волн и переносимых ими групповых сигналов в спиральных одномодовых оптических волокнах в кабеле при внешнем акусто-механическом воздействии на них.

Анотація. Показана модуляція фази й інтенсивності основних хвиль і групових сигналів, що переносяться ними у спіральних одномодових оптичних волокнах у кабелі при зовнішньому акусто-механічному впливі на них.

Summary. It was shown faze and intensity modulations of fundamental waves and theirs group signals in cable helical single-mode optical fibers due to exrernal acousto-mechanical influence.

Фотоупругий эффект, в частности акустооптический, состоит в том, что в веществе механическое напряжение и показатель преломления или диэлектрическая проницаемость связаны друг с другом. Этот эффект имеет место для всех состояний вещества. К числу механических воздействий на вещество или на отдельный элемент оптического устройства относятся акустические колебания частот 0 < F ≤ 1 ГГц, изгибные низкочастотные воздействия и даже стационарные механические нагрузки нулевых частот. Такое стационарное механическое воздействие на оптическое волокно (ОВ) путем изгиба в спираль при укладке его в ОК рассмотрено в работах автора [1, 2, 3, 4, 5, 6 и др.]. Однако динамическое воздействие на ОК и на СОМОВ в нем в литературе пока не освещено. Поэтому целью исследования являются упругие воздействия на спиральные одномодовые оптические волокна (СОМОВ) непосредственно или в оптическом кабеле (ОК) опосредованно, через среду его залегания что наблюдается, например, при землетрясениях, при воздействии тяжелого транспорта в случае укладки ОК вдоль шоссейных и железных дорог или их пересечении, при механическом зондировании ОК с поверхности грунта и др. Все вышеуказанное приводит к некоторой модуляции оптического излучения, распространяющегося в СОМОВ, чему и посвящается данное рассмотрение.

1. Акустооптическая модуляция волн в СОМОВ. При взаимодействии света, распространяющегося в СОМОВ, с упругими акустическими волнами, воздействующими на него, наиболее интересное явление представляет собой дифракция света на акустических возмущениях СОМОВ.

Пусть акустическое колебание частоты $\Omega = 2\pi F$ в однородной среде залегания ОК представляет собой периодическую волну с волновой поверхностью в общем не плоской структуры вида $\cos(\Omega t - \vec{K} \bullet \vec{r})$, проникающее внутрь ОК и воздействующее на СОМОВ, где $\vec{K}$ – волновой вектор акустической волны; $\vec{r}$ – координата точки наблюдения; $\bullet$ – скалярное произведение векторов. Такое воздействие можно представить как суммарный результат воздействий на поверхности отдельных витков СОМОВ, который в конечном счете сводится к наиболее эффективному воздействию, направленному вдоль оси *z* ОК или спиральной укладки ОВ в кабель в виде (см. рис. 1):

$$\vec{U}(z,t) = \vec{1}_z A_0 \cos(\Omega t - Kz),$$

где A_0 – амплитуда акустического воздействия, пересчитанная на осевое воздействие вдоль оси *z* спирали СОМОВ (доказательство этого дано далее); $K = 2\pi/\Lambda)$ – волновое число акустического колебания в однородной среде; Λ – длина акустической волны. Поле напряженностей, связанное с этой акустической волной, направленное вдоль оси *z* спирали, имеет вид:

$$S \approx \frac{\partial U(z,t)}{\partial t} = K A_0 \sin(\Omega t - K z). \qquad (1)$$

Обычно оболочка ОК прочно сцеплена со средой залегания (грунтом), однако СОМОВ свободно залегает в модульных трубках в ОК. Вследствие того, что модуль упругости Юнга на кручение кварцевого стекла в СОМОВ примерно в 20 раз меньше модуля упругости Юнга на изгиб (растяжение, сжатие) [7], акустическое возмущение (1) среды приводит, в основном, к продольному (вдоль оси z) смещению витков СОМОВ при одновременном незначительном изменении радиуса самой спирали СОМОВ. Следовательно, СОМОВ в направлении оси z кабельного сердечника ОК можно рассматривать как некоторую среду, в которой распространяются направляемые градиентом стекла световые лучи необыкновенной и обыкновенной волн HE_{11}^{e} и HE_{11}^{o} под небольшими углами к оси ξ СОМОВ в соответствующих скрученных взаимно-ортогональных меридиональных плоскостях их поляризаций $\vec{e}$ и $\vec{o}$ [1], наклоненных в поперечных сечениях СОМОВ к вращающейся оси отсчета $\vec{x}$ (ξ) (см. рис. 1) под углами φ^e и φ^o соответственно [2]. Каждой из указанных волн в стационарном СОМОВ соответствуют главные значения осей эллипсоида диэлектрической проницаемости, ориентированных вдоль оси ξ СОМОВ, представленные через элементы тензора для волн HE_{11}^{e} и HE_{11}^{o} в виде соответственно $\varepsilon_{zz}^{e} + \varepsilon_{xz}$ и $\varepsilon_{zz}^{o} + \varepsilon_{yz}$ [2], где ε_{zz}^{e} и ε_{zz}^{o} – характеризуют линейные значения больших осей эллипсоидов диэлектрической проницаемости частично упорядоченного кварцевого стекла в СОМОВ для волн HE_{11}^{e} и HE_{11}^{o} соответственно вследствие изгиба ОМОВ в спираль, а ε_{xz} и ε_{yz} характеризируют повороты осей эллипсоидов для тех же волн соответственно в углах xz и yz в их скрученных плоскостях поляризаций, где [3]

$$\varepsilon_{zz}^{e} = \varepsilon(r) - 2\chi r\cos\varphi^{e} + \chi^2 r^2 \cos^2\varphi^{e} + v^2 r^2\,;\, \varepsilon_{zz}^{o} = \varepsilon(r) + v^2 r^2\,;\, \varepsilon_{xz} = vr\sin\varphi^{e}\,;\; \varepsilon_{yz} = -vr\cos\varphi^{e}\,;$$

$$\varphi^{e} = -arctg\left(p/4\pi R\right);\;\; \chi r = \frac{rR}{R^2 + \left(p/2\pi\right)^2}\,;\; vr = \frac{p}{2\pi}\cdot\frac{1}{R^2 + \left(p/2\pi\right)^2}\,; \qquad (2)$$

$\varepsilon(r)$ – профиль диэлектрической проницаемости изотропного ОМОВ до изгиба его в спираль; χ – кривизна оси ОВ; v – кручение оси ОВ; R, p – радиус и шаг оси спирально изогнутого ОВ.

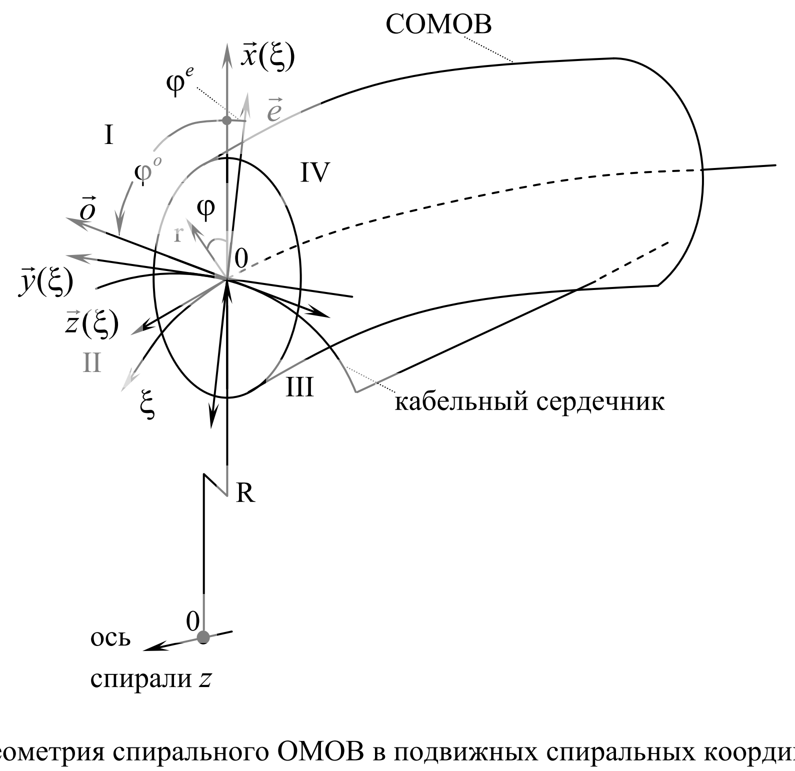

Рисунок 1 – Геометрия спирального ОМОВ в подвижных спиральных координатах x, y, ξ

Таким образом, осевые изменения главных значений эллипсоидов показателей преломления для указанных волн в СОМОВ при акустическом воздействии можно записать в приближенном виде [1, 8]:

$$\Delta n_{\xi}^{e} \approx -\frac{1}{2}\left(n_{zz}^{e}\right)^{3} K A_{0} \sin(\Omega t - Kz),\ \Delta n_{\xi}^{o} \approx -\frac{1}{2}\left(n_{zz}^{o}\right)^{3} K A_{0} \sin(\Omega t - Kz). \qquad (3)$$

Величина акустической модуляции показателей преломления Δn_{ξ}^{e} и Δn_{ξ}^{o} здесь обусловлена одновременной, в первую очередь, продольной вдоль оси z модуляцией шагов p спирально уложенных с некоторым запасом в модульные трубки ОМОВ [11], так и радиуса R изгиба спиральной оси ОМОВ. Следовательно, с учетом фотоупругости кварцевого стекла суммарные значения

$$n_{zz}^{e} \approx p_{11}\sqrt{\varepsilon_{zz}^{e}} + p_{12}\sqrt{\varepsilon_{xz}}\ ;\ n_{zz}^{o} \approx p_{11}\sqrt{\varepsilon_{zz}^{o}} + p_{12}\sqrt{\varepsilon_{yz}}, \qquad (4)$$

где n_{zz}^{e} и n_{zz}^{o} – главные значения осей эллипсоидов показателей преломления в СОМОВ для волн HE_{11}^{e} и HE_{11}^{o} соответственно при акустическом воздействии с учетом фотоупругости кварцевого стекла: $p_{11} = 0{,}121$, $p_{12} = 0{,}270$ – численные значения экспериментально измеренных коэффициентов фотоупругости кварцевого стекла для $\lambda = 0{,}63$ мкм [8]. Для других длин волн величины p_{11} и p_{12} определяются пропорционально $\dfrac{0{,}63}{\lambda(\text{мкм})}$.

Первые слагаемые в (4) представляют линейные изменения больших осей $\varepsilon_{zz}^{e,o}$ эллипсоидов для волн $HE_{11}^{e,\mathrm{o}}$, а вторые – поворот осей при акустическом воздействии соответственно по законам ε_{xz} и ε_{yz} (2). Поведение эллипсоидов диэлектрической проницаемости внутри отдельного микрокристалла кварца может быть полностью перенесено на поведение самого микрокристалла в кварцевом стекле, напряженном как стационарным изгибом ОМОВ при укладке его в ОК, так и акустическим воздействием на СОМОВ.

Следовательно, при наличии акустической волны вида (1), воздействующей на ОК, светопроводящая сердцевина СОМОВ также становится некоторой периодической средой, эквивалентной дифракционной решетке с постоянной решетки $2\pi/K$. Согласно теории связанных на дифракционной решетке волн HE_{11}^{e} и HE_{11}^{o} максимальные их отражения от акустической решетки имеет место [8] в случае, когда

$$2\Lambda(\sin\theta_{m} - \sin\theta_{1}') = m\lambda/n_{zz},\quad m = 0; \pm 1; \pm 2..., \qquad (5)$$

где θ_{1}' и θ_{m} – соответственно углы падения и дифракции лучей световых волн СОМОВ длиной волны λ на дифракционной решетке, созданной звуковой волной в СОМОВ, отсчитываемые от нормали к решетке (фронту звуковой волны в СОМОВ). Здесь можно считать $\sin\theta_{1}' \approx 0$, так как в одномодовом волокне лучи волн HE_{11}^{e} и HE_{11}^{o} следуют с незначительным отклонением от оси волокна. Кроме того, при таком наклонном падении лучей световых волн под углом θ_{1}' на акустическую дифракционную решетку, положение главных максимумов (спектров) дифрагированного поля практически не меняется по сравнению с нормальным их падением, когда $\theta_{1}' = 0$.

В рассматриваемой задаче на акустической дифракционной решетке в СОМОВ имеет место дифракция Рамана-Ната, при которой выполняется условие $2\pi\lambda L/n_{1}\Lambda^{2} < 1$, т.е. на такой решетке наблюдается многолучевая дифракция [8]. Здесь под L понимается протяженность области акустического воздействия на оптические волны, распространяющиеся в СОМОВ, или на сам ОК.

Однако, дифракция Рамана-Ната в такой системе может иметь место лишь в том случае, когда акустические волновые векторы $\vec{K}_{m}$ имеют некоторое угловое распределение [8]. Последнее отвечает случаю, когда акустическая волна представляет собой пучок конечного размера, исходящего из излучателя ограниченной апертуры (см. рис. 2, *а*), где волновой вектор $\vec{0}$ соответствует падающей световой волне под углом Брэгга, а векторы $\pm\vec{1},\pm\vec{2}...\pm\vec{m}$ соответствуют дифрагированным на акустической решетке волновым векторам (пучкам). В этом случае выполняется как закон сохранения энергии, так и закон сохранения импульса, чему соответствуют равнобедренные треугольники с основаниями $\vec{K}_1;\vec{K}_{-1};\vec{K}_1+\vec{K}_2;\vec{K}_1+\vec{K}_{-1}...$ (см. рис. 2, а).

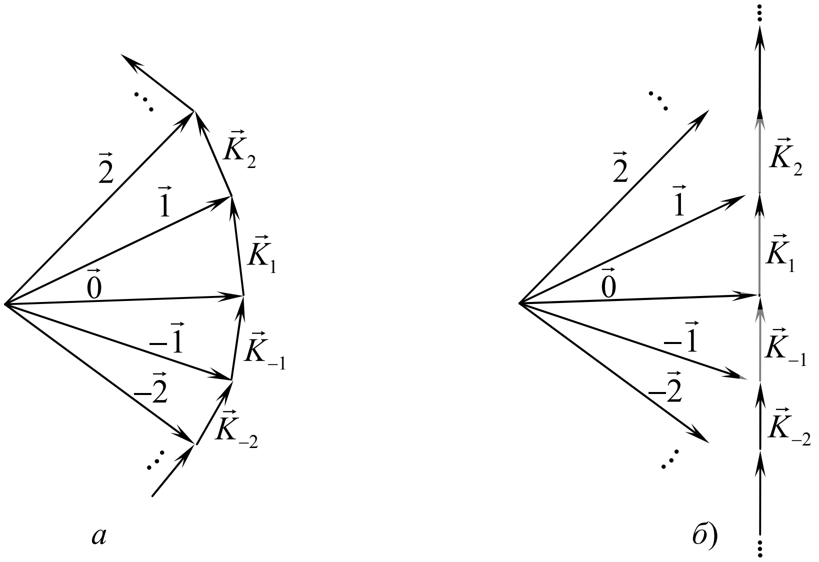

Рисунок 2 – Диаграмма волновых векторов акустического воздействия на СОМОВ, при которых дифракция Рамана-Ната световых волн разрешена а) и запрещена б)

Из рис. 2,*а* следует, что дифракция Рамана-Ната имеет место лишь тогда, когда угловое распределение акустических волновых векторов $\vec{K}_m$ достаточно широко по сравнению с углом Брэгга $\theta_B = \lambda / 2n_1\Lambda$, где n_1 – показатель преломления на оси СОМОВ. На рис. 2, б представлена плоская акустическая волна воздействия, когда возможна только однолучевая дифракция Брэгга, при которой выполняется только закон сохранения энергии, однако не выполняется закон сохранения импульса. Это соответствует случаю $m=\pm1$ в (5) и углу дифракции Брэгга при акустическом воздействии θ_B, соизмеримому с углом следования лучей волн HE_{11}^e и HE_{11}^o или углом падения θ_1. Дифракция Брэгга при таком акустическом воздействии на СОМОВ может лишь искажать (модулировать) поперечные сечения пучков лучей, соответствующих групповому линейному импульсному сигналу, переносимому волнами HE_{11}^e и HE_{11}^o в СОМОВ, что проявится в соответствии со вторым принципом неопределенностей ($\Delta z\cdot\Delta\mathrm{K}=\mathrm{const}$), в виде модуляции дисперсии фронтов импульсных сигналов, где $\Delta\mathrm{K}$ – пространственный эквивалент полосы оптических частот $\Delta\mathrm{K}=2\pi\Delta\lambda/\lambda^2$.

Вернемся к рассмотрению дифракции Рамана-Ната. Для иллюстрации изложенных идей предположим, что в СОМОВ распространяются оптические гармонические волны $HE_{11}^{e,o}$ вида

$$E^{e,o}=E_o^{e,o}\exp[i(\omega t-\beta^{e,o}z)], \tag{6}$$

где $\beta^{e,o}$ – фазовые коэффициенты распространения волн $HE_{11}^{e,o}$ в СОМОВ до начала акустического воздействия [6]. При прохождении световых волн через возмущенную волной область $0 \le z < L$ происходит модуляция фаз волн (величина затухания αL здесь не учитывается). Таким образом, поле каждой из двух прошедших сквозь возмущенный участок волн $HE_{11}^{e,o}$ можно записать в виде

$$E^{e,o}=E^{e,o}\exp[-i\Delta\phi^{e,o}+i(\omega t-\beta^{e,o}z)], \tag{7}$$

где $\Delta\phi^{e,o}$ – фазовые сдвиги (задержки), возникающие при прохождении световых волн HE_{11}^e или HE_{11}^o через возмущенную область, которые можно представить в виде интеграла вдоль соответствующего светового луча $S^{e,o}$ в СОМОВ на участке оптического кабеля $0 < z < L$

$$\Delta\phi^{e,o} = \int_0^L \frac{\omega}{c} \Delta n_\xi^{e,o} dS^{e,o}\,, \tag{8}$$

здесь величина $\Delta n_\xi^{e,o}$ определяется выражением (3).

Изменения показателей преломления $\Delta n_\xi^{e,o}$ вследствие акустооптического эффекта с учетом выражений (2) после некоторых преобразований и удержания слагаемых первого порядка малости по кривизне и кручению материала СОМОВ представляются соответственно в виде

$$\Delta n_\xi^e \approx \frac{1}{2}[p_{11}^3 n^3(r) - 3p_{11}^3 n^{-2}(r)\chi r\cos\varphi^e + 3p_{12}\nu r\sin\varphi^e]; \tag{9}$$

$$\Delta n_\xi^o \approx \frac{1}{2}[p_{11}^3 n^3(r) - 3p_{11}^2 p_{12} n^2(r)\nu r\cos\varphi^e], \tag{10}$$

где $n\ (r) = \sqrt{\varepsilon(r)}$ – профиль показателя преломления ОМОВ до его изгиба в спираль; φ^e – угол максимальной поляризуемости стекла ОМОВ вследствие изгиба его в спираль и акустического воздействия на СОМОВ, который остается неизменным в соответствии с (9), и равным для волны HE_{11}^e, $\varphi^e = -arctg(p/4\pi R) = -arctgA$ [2].

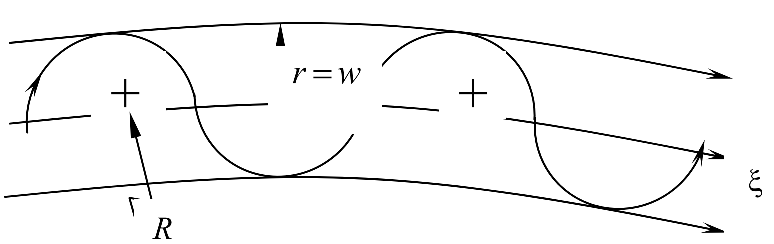

Рисунок 3 – К определению сдвига фаз

Следовательно, луч волны HE_{11}^e при акустическом воздействии на СОМОВ остается в той же скрученной плоскости, содержащей ось ξ СОМОВ, следует вдоль траектории IV квадрант – II квадрант (рис. 1) пересекающий эту ось, с эквидистантными относительно оси ξ точками поворота, определяемыми одинаковыми знакопеременными (вторым и третьим) слагаемыми (9) (см. рис. 3). Поэтому вклад в изменение фазы волны HE_{11}^e на одном периоде траектории луча и на всех последующих при акустическом воздействии на СОМОВ можно с точностью до первого порядка малости по кривизне и кручению оси ξ считать равным нулю, т.е. при указанных условиях можно полагать $ds^e \approx d\xi^e$.

Таким образом, сдвиг фаз для волны HE_{11}^e при акустическом воздействии на СОМОВ с учетом (3) и (8) определяется в виде

$$\Delta\phi^e = \int_0^L \frac{\omega}{c} KA_0 \Delta n_\xi^e [\sin(\Omega t - Kz)] d\xi^e\,, \tag{11}$$

где элемент дуги $d\xi^e$ вдоль спиральной образующей спирально-изогнутого цилиндра радиуса r в пределах одномодового пятна w^e, в направлении угла максимальной поляризуемости стекла φ^e, $\cos\varphi^e = 1\big/\sqrt{1+A^2}$ и $\sin\varphi^e = A\big/\sqrt{1+A^2}$, вдоль которой наблюдается касание луча волны HE_{11}^e, определяется в виде [1, 2]

$$d\xi^e = dz\sqrt{1 - 2\chi r\cos\varphi^e + \chi^2 r^2\cos^2\varphi^e + \nu^2 r^2} = \\ = dz\sqrt{1 + \frac{2w^e}{R}\cdot\frac{1}{(1+4A^2)\sqrt{1+A^2}} + \frac{w^{e2}}{R^2}\cdot\frac{1+4A^2(1+A^2)}{(1+4A^2)^2(1+A^2)}} \tag{12}$$

Аналогично для обыкновенного луча волны HE_{11}^{o} в СОМОВ, подвергшемся акустическому воздействию,

$$\Delta\phi^{o} = \int_{0}^{L} \frac{\omega}{c} KA_{0}\Delta n_{\xi}^{o}[\sin(\Omega t - Kz)]d\xi^{o}\Big| r \le w^{0}\ , \tag{13}$$

где элемент дуги $d\xi^{o}$ вдоль спиральной образующей спирально-изогнутого цилиндра радиуса r в пределах одномодового пятна w^{o}, в направлении угла поляризуемости стекла $\varphi^{e} \pm \pi/2$, вдоль которой наблюдается касание луча волны HE_{11}^{o}, определяется в виде [1, 2] (см. рис. 4):

$$d\xi^{o} = dz\sqrt{1+\nu^{2}r^{2}} = dz\sqrt{1+\frac{4w^{02}}{R_{э}^{2}}\cdot\frac{A^{2}}{(1+4A^{2})^{2}}}\ ;\ R_{э} = R\sqrt{1+w^{02}/R^{2}}\ . \tag{14}$$

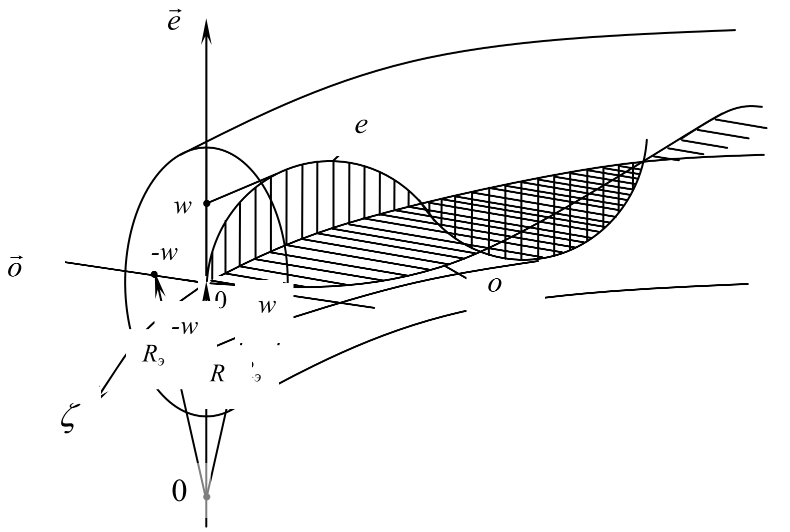

Рисунок 4 – К определению длин лучей $e-$ и $o-$ волн в СОМОВ
при фотоупругой модуляции

Таким образом, решение поставленной задачи сводится к интегрированию по dz в пределах 0 … L выражений (11) и (13) с учетом (12) и (14), в результате чего получается:

$$\Delta\phi^{e} = \left\{\frac{\omega L}{c} KA_{o}\Delta n_{\xi}^{e}\sqrt{1+2w^{e}/R\cdot\frac{1}{\left(1+4A^{2}\right)\sqrt{1+A^{2}}}+\frac{we^{2}}{R^{2}}\cdot\frac{1+4A^{2}\left(1+A^{2}\right)}{\left(1+4A^{2}\right)^{2}\left(1+A^{2}\right)}}\right\}\cdot\sin\left(\Omega t - Kz\right);$$

$$\Delta\phi^{o} = \left\{\frac{\omega L}{c} KA_{o}\Delta n_{\xi}^{e}\sqrt{1+4w^{o2}/R^{2}\cdot\frac{A^{2}}{\left(1+4A^{2}\right)^{2}\sqrt{1+w^{o2}/R^{2}}}}\right\}\sin\left(\Omega t - Kz\right). \tag{15}$$

Подстановка выражений (11, 13) в (7) дает:

$$E_{t}^{e,o} = E_{o}^{e,o}\exp\left[i\left(\omega t - \beta^{e,o}z\right) - i\delta^{e,o}\sin\left(\Omega t - Kz\right)\right], \tag{16}$$

где величины $\delta^{e,o}$ представляются в фигурных скобках перед $\sin\left(\Omega t - Kz\right)$в выражениях (15) соответственно и являются индексами модуляции необыкновенной HE_{11}^{e} и обыкновенной HE_{11}^{o} волн в СОМОВ, подвергшихся акустическому воздействию на участке $0 < z < L$.

Используя тождество функций Бесселя [9]

$$e^{i\delta^{e,o}\sin x} \equiv \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{m}\left(\delta^{e,o}\right)e^{-imx}, m = 0;\pm1;\pm2\ldots, \tag{17}$$

прошедшие сквозь участок возмущения $0 < z < L$ поля (16) можно представить в виде:

$$E^{e,o} = E_{o}^{e,o}\sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{m}\left(\delta^{e,o}\right)\exp\left[i\left(\omega - m\Omega\right)t - i\left(\beta^{e,o}z - mKz\right)\right]\ . \tag{18}$$

В соответствии с этой записью прошедшие поля волн $HE_{11}^{e,o}$ представляют собой суперпозицию плоских волн, поляризованных соответственно в скрученных плоскостях поляризаций волн $HE_{11}^{e,o}$ с частотами $(\omega - m\Omega)$ и фазовыми коэффициентами $(\beta^{e,o} - mK)$. Амплитуды дифрагированных проходящих сквозь участок $0 < z < L$ световых пучков m-го порядка соответственно равны $E_o^{e,o} J_m(\delta^{e,o})$. Таким образом, эффективность дифракции при дифракции Рамана-Ната m-го порядка по интенсивности пучков можно записать в виде:

$$\eta_m^{e,o} = J_m^2(\delta^{e,o})(E_o^{e,o})^2 \tag{19}$$

При отсутствии модуляции, когда $A_o = 0$ в (3) и (13), вся энергия светового излучения сосредоточена в порядке $m = 0$, т.е. $\eta_o = 1$ и $\eta_m = 0$ при $m \neq 0$. Эффективность дифракции для порядков $m = \pm 1$ максимальна при индексе модуляции $\delta^{e,o} = 1{,}85$. Нулевой порядок пучков полностью гасится при $\delta^{e,o} = 2{,}405$, когда $J_o(2{,}405) = 0$. При больших порядках спектров $(m > 2)$, когда углы дифракции $\Theta_m^{e,o}$ больше углов следования лучей волн $HE_{11}^{e,o}$ в СОМОВ, может наблюдаться вынос части мощности дифрагированных на звуковой волне пучков за пределы модового пятна или даже профилей показателя преломления, что будет приводить дополнительно к фазовой модуляции (7) и к модуляции интенсивности распространяющихся вдоль СОМОВ волн $HE_{11}^{e,o}$ на участке акустического воздействия $0 < Z < L$. Такое явление наблюдалось при экспериментах [6].

Выражения (15) справедливы для случая не связанного (автономного) распространения волн $HE_{11}^{e,o}$ в СОМОВ с безразмерными параметрами $A = P/4\pi R$ в диапазоне значений $1 < A < 4{,}17$ (см. [4]) и, следовательно проявление акустического воздействия на модуляцию указанных волн в таких СОВ, необходимо отслеживать порознь в их плоскостях поляризаций.

В области значений $0 < A < 1$, где вследствие анизотропии наблюдается преимущественное перетекание мощности волны HE_{11}^{e} в волну HE_{11}^{o}, чем наоборот [4], суммарное акустическое воздействие на указанные волны в СОМОВ необходимо поэтому отслеживать по степени модуляции волны HE_{11}^{o}, выделяя ее с помощью анализатора поляризации. При этом необходимо учитывать дополнительное затухание на пути перетекания мощности из волны HE_{11}^{e} в волну HE_{11}^{o} в виде поляризационного (переходного) затухания $a_{П}^{eo}$ [4, 5].

Если волны $HE_{11}^{e,o}$ в СОМОВ переносят групповой оптический сигнал спектром $\Delta\omega$, то фазовые сдвиги (задержки) (8) будут в большей степени проявляться для высокочастотной части спектра оптического сигнала, чем для низкочастотной. Следовательно, оптический путь и время распространения или набег фаз, таких высокочастотных лучей, будет больше таковых в невозмущенном звуковой волной СОМОВ. Благодаря этому, может наблюдаться некоторое изменение хроматической дисперсии, вернее переднего фронта импульсного оптического сигнала, за счет возникшей большей временной задержки высокочастотных составляющих сигнала.

Индексы модуляции $\delta^{e,o}$ волн $HE_{11}^{e,o}$ в соответствии с выражением (15) возрастают также с увеличением частоты Ω акустического воздействия на ОК и на СОМОВ в нем. При этом в соответствии с (18) и (19) возрастает также эффективность дифракции Рамана-Ната по амплитуде или интенсивности пучков высокого m-го порядка. Наибольший эффект при этом, естественно будет наблюдаться при резонансе, т.е. при совпадении собственной частоты механического колебания СОМОВ, свободно залегающего в модульной трубке, с частотой Ω акустического воздействия на ОК.

Акустическое воздействие на ОК и СОМОВ в нем можно фиксировать с помощью метода и устройства измерения, описанного, например в [10]. Более предпочтительным является прием фазомодулированных сигналов с помощью приемного устройства гетеродинного типа.

2. Анализ экстремальных значений индекса модуляции по параметру *A*. Полученные выражения (15) для величин индекса модуляции фаз волн $HE_{11}^{e,o}$ в СОМОВ вследствие акустического воздействия на ОК структурно учитывают частотные и энергетические характеристики оптического излучения и акустического воздействия, диэлектрические и фотоупругие характеристики стекла

СОМОВ, а также геометрию укладки СОМОВ в ОК, характеризуемую безразмерным параметром $A = p/4\pi R$.

Выражения (15) достигают своего относительного максимального значения при $A \to 0$. Практически при $A \to 0$ оптическое волокно укладывается виток к витку на кабельный сердечник (бабину) приблизительно по дуге окружности. Деформация стекла СОМОВ при этом осуществляется в соответствии с модулем упругости Юнга на кручение (срез), который примерно в 20 раз меньше модуля упругости Юнга на растяжение (изгиб) [7]. Благодаря этому акустическое воздействие максимально модулирует шаг $p(t)$ или $A(t)$ укладки СОМОВ в ОК (бабину) и через модуляцию параметра $A(t)$ модулируются фазы (15).

Действительно, изменение шага $p(t)$ вблизи его нулевого значения приводит, как показано в [11] для оптического волокна с упорядоченной вращающейся микроструктурой стекла, к существенному изменению модового поля (до 3 раз), что приводит к соответствующей модуляции фаз волн $HE_{11}^{e,o}$. Этот вывод подтверждается вторым принципом неопределенностей, в соответствии с которым изменение пространственной протяженности полосы частот модового пятна ΔW в фиксированный момент времени t. (в поперечном сечении СОМОВ)

$$\Delta W \cdot \Delta \mathrm{K} = \mathrm{const}\,,$$

где $\Delta\mathrm{K}$ – «монохроматичность», представляющая собой пространственный эквивалент полосы частот, которая выражается функцией относительного изменения длины волны $\Delta\mathrm{K} = 2\pi\Delta\lambda/\lambda^2$. Изменение же полосы частот (длин волн) в виде $\Delta W(t)$ во времени сопряжено с изменением фаз, т.е. $\partial\phi/\partial t$ и наоборот.

Изменение Δn_ζ^e в соответствии с (9) осуществляется относительно $p_{11}^3 n^3(r)$ в скрученной плоскости поляризации HE_{11}^e – волны (IV квадрант – II квадрант) в пределах, определяемых знакопеременными слагаемыми

$$-3p_{11}^3 n_{(r)}^{-2}\chi r\cos\varphi^e + 3p_{12}\nu r\sin\varphi^e\,, \tag{20}$$

которые в IV квадранте дают отрицательную прибавку, а во II квадранте – ту же но по величине положительную прибавку к $p_{11}^3 n^3(r)$.

Тот факт, что $p_{12} > p_{11}$, тем более $p_{12}^3 > p_{11}^3$, свидетельствует о большей вращательной способности осей эллипсоидов (микрокристаллов) частично упорядоченного спиральным изгибом кварцевого стекла, чем изменение их характерных линейных размеров. Косвенно это также подтверждается расчетом поляризующих свойств волоконных световодов [2]. Действительно, оценим величины слагаемых в выражении (20), взяв отношение второго слагаемого к первому при $A \to 0$, но не равного нулю, что будет наблюдаться при укладке СОМОВ на сердечник виток к витку, при котором $p \approx 150$ мкм. Если радиус сердечника взять равным $R = 2{,}56$ мм, то при этом $A \approx 4{,}66\cdot10^{-3}$, и второе слагаемое в (20) будет больше первого более, чем в 44 раза.

Изменение Δn_ζ^o в соответствии с (10) наблюдается также относительно $p_{11}^3 n^3(r)$ в плоскости поляризации волны HE_{11}^o (I квадрант – III квадрант) в пределах соответственно

$$\Delta n_\zeta^e = -3p_{11}^2 p_{12} n^2(r)\nu r\cos\varphi^e = \mp 6 p_{11}^2 p_{12} n^2(r)\frac{r}{R}\frac{A}{\left(1+4A^2\right)\sqrt{1+A^2}}\,,$$

стремящегося к нулю, когда $A \to 0$.

Отношение $\Delta n_\zeta^o/\Delta n_\zeta^e$ при вышеуказанных значениях *p*, *R* и *A* составляет 1,085. Следовательно, глубина прямой (непосредственной) фазовой модуляции обыкновенной волны на 8,5 % больше, чем необыкновенной волны.

Дополнительно к этому, даже при стационарном значении $A \approx 4{,}66\cdot10^{-3}$ соответствии с [4], наблюдается больший переток мощности из волны HE_{11}^e в волну HE_{11}^o, чем наоборот. Акустическое воздействие несимметрично модулирует шаг СОМОВ $p(t)$ в сторону его увеличения и, следовательно, параметр $A(t) = p(t)/4\pi R$, вследствие чего увеличивается невзаимный переток промодулированной этим мощности необыкновенной волны в обыкновенную, что дополнительно увеличивает степень модуляции как интенсивности волны HE_{11}^{o}, так и его фазы.

В заключение отметим следующее.

Рассмотренные акустооптические эффекты как результат механических воздействий на среду залегания оптического кабеля, содержащего изогнутые по спирали одномодовые оптические волокна, по которым распространяются основные обыкновенная и необыкновенная волны $HE_{11}^{e,o}$ с взаимно-ортогональными поляризациями, приводят к фазовой модуляции и модуляции интенсивности полей указанных волн, имеют как теоретическое, так и практическое значение. Результаты работы могут быть использованы для регистрации и локализации участка воздействия на оптический кабель землетрясений, тяжелого транспорта, несанкционированного вмешательства в ОК, его зондирования с поверхности грунта и др., а также для разработки средств регистрации подобных внешних воздействий на ОК.

Литература

1. *Макаров Т.В.* Поляризующие свойства напряженных волоконных световодов / Т.В. Макаров // Информатика и связь: сб. научн. трудов УГАС. – К.: Техніка, – 1995. – С. 18 – 23.
2. *Макаров Т.В.* Анизотропия изогнутых волоконных световодов / *Т.В. Макаров* // Труды УНИИРТ. – 1995. – № 1. – С. 103 – 106.
3. *Макаров Т.В.* Излучение из лучей связи основных волн спиральных одномодовых волоконных световодов / *Т.В. Макаров* // Праці УНДІРТ. – 2003. – № 1(33). – С. 56 – 61.
4. *Макаров Т.В.* Невзаимные влияния волн и сигналов в спиральных одномодовых волоконных световодах. – Ч. 1,2. / *Т.В. Макаров* // Праці УНДІРТ. – 2004. – № 2(38). – С. 23 – 34.
5. *Макаров Т.В.* Пространственно-поляризационные процессы в спиральных одномодовых волоконных световодах / *Т.В. Макаров* // Праці УНДІРТ. – 2005. – № 4(44). – С. 37 – 40.
6. *Макаров Т.В.* Метод определения волн в изогнутых анизотропных световодах / *Т.В. Макаров* // Праці УНДІРТ. – 1996. – № 1. – С. 82 – 91.
7. *Гроднев И.И.* Оптические кабели / *Гроднев И.И., Ларин Ю.Т., Теумин И.И.* – М.: Энергоатомиздат. – 1991. – 264 с.
8. *Ярив А.* Оптические волны в кристалах / *А. Ярив, П. Юх.* – М.: Мир. – 1987. – 616 с.
9. *Ватсон Г.Н.* Теория бесселевых функций. – Ч.1.; пер. с англ. / *Ватсон Г.Н.* – М.: ИЛ. – 1949. – 798 с.
10. А. с. 1818600 СССР. Способ обнаружения трассы диэлектрического оптического кабеля с поверхности грунта и устройство для его осуществления / *Т.В. Макаров, Э.Г. Жариков, В.Н. Николаев, В.К. Сидоркин (СССР).* – №1818600 от 11.10.1992 г.; заявл. от 10.09.90 г.; опубл. 11.10.1992 г. Бюл. № 20.
11. *Макаров Т.В.* Прямолинейный волоконный световод, вращающий поляризации волн / *Т.В. Макаров* // Электросвязь. – 2005. – № 5. – С. 52 – 54.