

УДК 681.7.068:621.395

**ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ СИГНАЛОВ
В СПИРАЛЬНЫХ ОДНОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ**

Макаров Т.В.

*Одесская национальная академия связи им. А.С. Попова
65029, Украина, г. Одесса, ул. Кузнецкая, 1*

**ЕЛЕКТРООПТИЧНА МОДУЛЯЦІЯ СИГНАЛІВ
У СПИРАЛЬНИХ ОДНОМОДОВИХ ОПТИЧНИХ ВОЛОКНАХ**

Макаров Т.В.

*Одеська національна академія зв'язку ім. О.С. Попова
65029, Україна, м. Одеса, вул. Ковальська, 1*

**THE ELECTRO OPTICAL SIGNAL MODULATION
IN HELICAL SINGLE – MODE OPTICAL FIBERS**

Makarov T.V.

*O.S. Popov Odessa national academy of telecommunications,
1 Kovalska St., Odessa, 65029, Ukraine*

Аннотация. Показана модуляция поляризаций и фаз полей основных волн в спиральных одномодовых оптических волокнах в голом кабеле при внешнем электрическом воздействии на них. Анализ проведен с целью доказательства возможности использования этих эффектов для предсказания землетрясений.

Ключевые слова: электрооптический эффект, оптическое волокно, землетрясение

Анотація. Показана модуляція поляризацій та фаз полів основних хвиль у спіральних одномодових оптичних волокнах в голому кабелі при зовнішньому електричному впливі на них. Аналіз проведений з метою доведення можливості використання даних ефектів для передбачення землетрусів.

Ключові слова: електрооптичний ефект, оптичне волокно, землетрус.

Abstract. It was shown polarization and faze modulation of fundamental waves in helical single-mode optical fibers in a naked cable due to external electrical fields influence on them. The analysis was made to deduce the possibility of using this effect to foretell an earthquake.

Key words: electro optical effect, optical fiber, earthquake.

Известно, что в некоторых типах кристаллов, в том числе кварца (SiO_2), внешнее электрическое поле приводит к изменению в них как размеров, так и ориентации осей эллипсоида показателей преломления, из-за изменения ориентации упорядоченной микроструктуры. Это явление называется электрооптическим эффектом. Этот эффект представляет собой удобный и широко используемый способ управления фазой и интенсивностью лазерного излучения. Такая модуляция находит многочисленные применения в различных устройствах, например в модуляторах оптической несущей в волоконно-оптических системах передачи, в спектральных перестраиваемых фильтрах и др.

Микроструктура стекол в оптических волокнах существенно отличается от микроструктуры кристаллов кварца (SiO_2). В последних положение отдельных атомов и молекул четко фиксируется в пространстве в трехмерной кристаллической решетке. В то время как кварцевое стекло представляет собой произвольно связанную пространственную сетку, образованную группами, которые могут быть дополнены или видоизменены в процессе производства другими компонентами (модификаторами), что ведет к разрыву решетки кристалла SiO_2 , изменению его показателя преломления и образованию микрокристаллов [1].

Здесь мы обсудим проявление электрооптического эффекта (ЭОЭ) в стекле одномодовых оптических волокон, изогнутых по спиральным линиям (СОМОВ), в которых вследствие фотоупругости уже наблюдается некоторое упорядочение микроструктуры стекла, несколько приближающей его к кристаллической форме [2], в смысле упорядоченности микроструктуры, в том числе и микрокристаллов, достигающих размеров 0,01 мкм. Благодаря этому в стекле СОМОВ естественно ожидать проявления линейного электрооптического эффекта Поккельса при воздействии на СОМОВ внешнего электрического поля. Чем больше пространственная упорядоченность микроструктуры стекла СОМОВ при его изгибе, тем больше будет проявляться электрооптический эффект в таком стекле. Это может быть положено в основу разработки некоторых датчиков физических величин на основе СОМОВ.

Целью исследования является доказательство возможности предсказания землетрясения на основе регистрации напряженности электрического поля, возникающего вследствие пьезоэлектрического эффекта в недрах Земли в процессе предшествующего землетрясению сжатия земных плит. Силовые линии этого электрического поля замыкаются, и над поверхностью земли вызывают вследствие электрооптического эффекта (ЭОЭ) изменение показателя преломления в СОМОВ, по которым распространяются оптические взаимоортогональные необыкновенная (e) и обыкновенная (o) волны $HE_{11}^{e,o}$. Изменение показателя преломления, в свою очередь, приводит к фазовой модуляции оптических полей указанных волн. Изменение во времени внешнего электрического поля $E_{вн}(t)$ возникает вследствие частичного разрушения земных плит, предшествующего землетрясению. Мониторинг указанного процесса позволит предсказать наступающий возможный катастрофический разлом плит, приводящий к землетрясению. Регистрировать возникновение внешних электрических полей вследствие пьезоэффекта и частичного разрушения земных плит, предшествующих землетрясению, можно на основе измерения показателей преломления в СОМОВ [2], или более продуктивно – фазовой модуляции полей оптических волн в изогнутых по спирали одномодовых оптических волокнах.

Предполагается, что СОМОВ свободно (с запасом) уложены в голый оптический кабель (ОК) или катушку по спиральным линиям, характеризуемым безразмерным параметром $A = p/4\pi R$, который без ограничений можно изменять в процессе производства ОК в пределах $0 < A < \infty$, где p, R – шаг и радиус спиральной оси СОМОВ. Благодаря этому изгибу материал СОМОВ приобретает фотоупругую анизотропию, характеризуемую изменяющимися элементами тензоров g упругой деформации и ε диэлектрической проницаемости для взаимоортогональных волн HE_{11}^e и HE_{11}^o соответственно [2,3]:

$$\varepsilon(r) + \Delta\varepsilon^e + \varepsilon_{xz}; \varepsilon(r) + \Delta\varepsilon^o + \varepsilon_{yz}, \quad (1)$$

где $\Delta\varepsilon^e + \varepsilon_{xz}$ и $\Delta\varepsilon^o + \varepsilon_{yz}$ – возмущения диэлектрической проницаемости, возникающие в процессе производства ОК вследствие изгиба в спираль изотропных ОМОВ с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(r)$.

Внешнее электрическое поле $\vec{E}_{вн}(t)$, предшествующее землетрясению, возмущает диэлектрическую проницаемость одновременно по законам Керра и Поккельса, так как вследствие изгиба ОМОВ в спираль не все молекулы и микрокристаллы стекла одинаково упорядочиваются в кристаллическую решетку SiO_2 . На показатель преломления аморфных вкраплений стекла в ОМОВ действует внешнее электрическое поле по квадратическому закону Керра пропорционально $\vec{E}_{вн}^2(t)$, а на показатель преломления упорядоченных

участков из микрокристаллов кристаллического кварца и двуокиси германия внешнее поле действует по линейному закону Поккельса пропорционально $|\vec{E}_{\text{вн}}(t)|$, вызывая изменения эллипсоида показателей преломления в них. Проявление электрооптического эффекта Керра существенно меньше проявления эффекта Поккельса [4]. Поэтому эффектом Керра в дальнейшем пренебрегаем.

При распространении линейно-поляризованных оптических волн в СОМОВ во время землетрясения фазовый сдвиг этих волн зависит как от фотоупругих изменений показателей преломления вследствие изгиба, так и от приложенного на некоторой длине внешнего электрического поля. Здесь рассматривается только ЭОЭ. После прохождения некоторого расстояния L оптические волны приобретают примерно следующий фазовый сдвиг, благодаря приложенному внешнему электрическому полю $|\vec{E}_{\text{вн}}(t)|$ [5]:

$$\Delta\varphi^{e,o} \approx \frac{\pi}{\lambda} (n^{e,o})^3 r_{ij}^{e,o} |\vec{E}_{\text{вн}}| L, \quad i, j \equiv x, y, z, \quad (2)$$

где λ – длина волны света; $n^{e,o}$ – линейная комбинация главных показателей преломления для необыкновенной e - и обыкновенной o - волн СОМОВ; $r_{ij}^{e,o}$ – соответствующие (эквивалентные, суммарные) электрооптические коэффициенты для кварцевого стекла СОМОВ; $|\vec{E}_{\text{вн}}|$ – модуль напряженности соответствующего приложенного внешнего электрического поля. Если $|\vec{E}_{\text{вн}}(t)|$ изменяется во времени, то фазовый сдвиг волн по закону (2) следует за изменением $|\vec{E}_{\text{вн}}(t)|$ по тому же закону.

Таким образом, электрооптический эффект непосредственно приводит к фазовой модуляции этих волн и переносимых ими фурье – составляющих групповых сигналов. Действительно, так как линейный электрооптический эффект, в основном, обусловлен переходами в электронной подсистеме, временной отклик изменения показателя преломления приближается по времени релаксации электронной подсистемы, которая лежит в диапазоне $10^{-13} \dots 10^{-14}$ с [5]. Поэтому при практическом применении едва ли следует учитывать частотную характеристику групповых сигналов при линейном электрооптическом эффекте.

Рассматриваемая задача воздействия внешнего электрического поля на СОМОВ одновременно на всей длине является по сути модуляцией распространяющихся в нем волн. Известно [5], что в волноводных модуляторах различного типа глубина модуляции оптического излучения по интенсивности при этом равная отношению интенсивности излучения на выходе модулятора I к интенсивности на входе I_0 , есть

$$\eta = I/I_0 = \cos^2(\Phi/2), \quad (2a)$$

где $\Phi = \Phi_0 + \Delta\Phi$; Φ_0 – статическая разность (сдвиг) фаз полей оптических волн; $\Delta\Phi$ – индуцированная внешним электрическим полем $E_{\text{вн}}(t)$ (2) разность фаз. Таким образом, прием фазомодулированного сигнала (2) сводится к приему модулированного по интенсивности сигнала (2a).

Следует здесь заметить, что сейсмический и вулканический планетарные процессы имеют единые волновые свойства и поэтому могут рассматриваться как составные части более общего геодинамического процесса [6]. На начальном этапе происходящие несущественные разрушения земных плит (крошения их) могут одновременно сопровождать как сильные электрические, но слабо модулированные поля, так и механические, сравнительно небольшие колебания земной коры, которые могут регистрироваться по модуляции фаз указанных волн как предвестники основного (сильного) землетрясения.

Будем рассматривать здесь только электрооптическую задачу воздействия внешнего электрического поля на СОМОВ без учета механического воздействия, рассмотренного отдельно в [7], также модулирующего фазу распространяющихся световых волн в СОМОВ. Эти два процесса разделены во времени на приеме, так как скорости их распространения в Земле различны, и формируют поэтому дуги воздействия на СОМОВ. Эта особенность двойного, фотоупругого и электрооптического воздействия предвестников землетрясений позволяют различать их от ложных воздействий других источников отдельных электрических и механических колебаний.

Пусть вектор напряженности внешнего электрического поля $\vec{E}_{вн}$ произвольно ориентирован относительно предполагаемой оси Z голого (без металлической оболочки) оптического кабеля, проекции которого на кабель могут быть представлены в виде (рис. 1):

$$\vec{E}_{вн} = \vec{i}_x E_x + \vec{i}_y E_y + \vec{i}_z E_z,$$

где $\vec{i}_x, \vec{i}_y, \vec{i}_z$ – единичные орты декартовой системы координат, связанной с осью Z прямолинейного оптического кабеля.

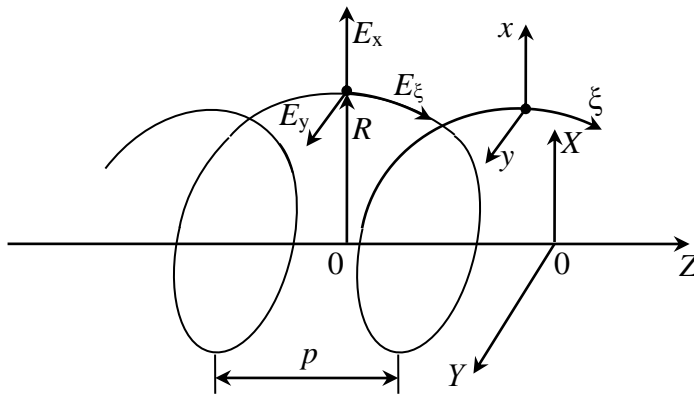


Рисунок 1 – К определению продольного и поперечного электрооптических эффектов в СОМОВ

Все составляющие E_x, E_y, E_z напряженности электрического поля одновременно приложены к любой точке ОК по всей его длине воздействия L , однако степень их воздействия на показатели преломления по длине СОМОВ в подвижной спиральной системе координат x, y, ξ , описывающей геометрию СОМОВ в кабеле, предложенной в [2], будет в общем различной.

Предположим, что оптический кабель с СОМОВ относительно внешнего электрического поля развернут так, чтобы одна из проекций внешнего поля $E_\xi(t)$ в подвижной спиральной системе координат x, y, ξ совпала с направлением оси СОМОВ, а другие составляющие были бы поперечными по отношению к оси СОМОВ. При этом можно свести рассматриваемую сложную задачу к двум более простым задачам – продольной и поперечной электрооптическим фазовым модуляциям, распространяющихся вдоль СОМОВ волн $HE_{11}^{e,o}$. Результирующий ЭОЭ модуляции указанных волн будет равен сумме продольного и поперечного ЭО эффектов вместе взятых.

Поэтому воздействие продольной E_ξ и поперечных составляющих внешнего электрического поля на изменения показателей преломления СОМОВ и сдвиг фаз оптических полей волн $HE_{11}^{e,o}$ в соответствии с (2) рассмотрим отдельно.

Продольная электрооптическая фазовая модуляция. Предположим, что до начала электрического воздействия в СОМОВ распространялись гармонические волны $HE_{11}^{e,o}$ в виде двух взаимортогональных поляризаций вида:

$$E^{e,o} = E_0^{e,o} \exp \left[i(\omega t - \beta_1^{e,o} \xi) \right],$$

где $\beta_1^{e,o}$ – фазовые коэффициенты распространения волн в СОМОВ до начала ЭО воздействия, равные соответственно [8]

$$\beta_1^e = \beta_{10} \sqrt{(\varepsilon_{zz}^e + \varepsilon_{xz}) / \varepsilon(r)}; \beta_1^o = \beta_{10} \sqrt{(\varepsilon_{zz}^o + \varepsilon_{yz}) / \varepsilon(r)},$$

а β_{10} – фазовый коэффициент распространения волны $HE_{11}^{e,o}$ в изотропном ОМОВ до его изгиба в спираль. При прохождении волн $HE_{11}^{e,o}$ через возмущенную область $0 < z \leq L$ при электрическом воздействии происходит модуляция их фазы. Таким образом, прошедшие волны можно записать в виде:

$$E^{e,o}(t) = E_0^{e,o} \exp \left[-i\Delta\Phi^{e,o}(t) + i(\omega t - \beta_1^{e,o}\xi) \right], \quad (3)$$

где $\Delta\Phi^{e,o}(t)$ – фазовый сдвиг полей волн вследствие электрического воздействия.

Траектория луча волны HE_{11}^e на пути его распространения в СОМОВ (при $|E_z(t)| = 0$) определяется из лучевого уравнения парой элементов тензора диэлектрической проницаемости ε_{zz} и ε_{xz} , а траектория луча волны HE_{11}^o – соответственно ε_{zz}^o и ε_{yz} [2, 3]. Можно считать, что элементы тензора $\varepsilon_{zz}^{e,o}$ определяют длины главных осей эллипсоидов диэлектрической проницаемости, а элементы тензора ε_{xz} и ε_{yz} – вращение (поворот) главных осей эллипсоидов. Пары элементов $(\varepsilon_{zz}^e + \varepsilon_{xz})$ и $(\varepsilon_{zz}^o + \varepsilon_{yz})$ определяют поляризуемость стекла СОМОВ и поляризации указанных волн во вращающихся (скрученных) взаимортогональных плоскостях поляризаций $HE_{11}^{e,o}$ [3].

В случае продольного (вдоль СОМОВ) линейного электрооптического эффекта изменения показателей преломления для волн $HE_{11}^{e,o}$, распространяющихся в СОМОВ, вызванные внешним продольным электрическим полем, пропорциональны напряженностям электрических полей $|E_\xi(t)|$, ориентированным вдоль спиральной оси ξ СОМОВ, которые являются проекциями $E_z(t)$ на направления распространения лучей соответственно волн $HE_{11}^{e,o}$ во взаимортогональных скрученных плоскостях их поляризаций:

$$E_\xi^e(t) = E_z(t) \left[\sqrt{g_{zz}^e} + \sqrt{g_{xz}} \right]; \quad (4)$$

$$E_\xi^o(t) = E_z(t) \left[\sqrt{g_{zz}^o} + \sqrt{g_{yz}} \right],$$

где элементы тензора деформации g в соответствии с [2, 3] представлены в виде:

$$\begin{aligned} g_{zz}^e &= (1 - \chi r \cos \varphi^e)^2 + v^2 r^2; \quad g_{zz}^o = 1 + v^2 r^2; \\ g_{xz}^e &= -v y = -v r \sin \varphi^e; \quad g_{yz}^o = v x = v r \cos \varphi^e; \quad \varphi^e = -\arctg(p/4\pi R) \pm \pi; \\ \chi r &= \frac{rR}{R^2 + (p/2\pi)^2}; \quad v r = \frac{p}{2\pi} \cdot \frac{r}{R^2 + (p/2\pi)^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Такое представление $E_{\xi}^{e,o}(t)$ обязано необходимости выполнения граничных условий для поля $E_z(t)$ вдоль направления распространения полей волн $HE_{11}^{e,o}$ в СОМОВ. При отсутствии зарядов на поверхности оптического волокна можно считать поле $E_z(t)$ однородным по поперечному сечению волокна, так как тангенциальные компоненты $\vec{E}_{\text{ВН}}(t)$ одинаковы по обе стороны от границы раздела СОМОВ – внешнее пространство [11].

Таким образом, внешние электрические поля $|E_{\xi}^{e,o}(t)|$, в соответствии с (4) и линейным ЭОЭ (2), будут приводить как к изменению длин главных осей эллипсоидов, воздействуя на величину $\varepsilon_{zz}^{e,o}$, так и к вращению (повороту) этих осей, воздействуя на величины ε_{xz} и ε_{yz} . Изменения значений этих элементов тензора, естественно, приводят к изменению траекторий лучей волн в соответствии с (2) и (4), что приводит, в свою очередь, к фазовой модуляции распространяющихся $HE_{11}^{e,o}$ – волн, а также к модуляции их поляризаций. Указанные изменения фаз и поляризаций будут в соответствии с (2а) фиксироваться как модуляции интенсивностей на приеме. Применение гетеродинных приемных устройств при этом предпочтительно в силу их повышенной чувствительности.

С учетом вышеуказанного линейного ЭОЭ показателя преломления для световых волн HE_{11}^e и HE_{11}^o , распространяющихся вдоль спиральной оси ξ , можно представить в виде:

$$n_{\xi}^e \approx \left(\sqrt{\varepsilon_{zz}^e} + \sqrt{\varepsilon_{xz}^e} \right) - \frac{1}{2} \left[\left(\sqrt{\varepsilon_{zz}^e} \right)^3 r_{zz}^e + \left(\sqrt{\varepsilon_{xz}^e} \right)^3 r_{xz}^e \right] |E_{\xi}^e(t)|; \quad (6a)$$

$$n_{\xi}^o \approx \left(\sqrt{\varepsilon_{zz}^o} + \sqrt{\varepsilon_{yz}^o} \right) - \frac{1}{2} \left[\left(\sqrt{\varepsilon_{zz}^o} \right)^3 r_{zz}^o + \left(\sqrt{\varepsilon_{yz}^o} \right)^3 r_{yz}^o \right] |E_{\xi}^o(t)|, \quad (6б)$$

где $r_{i,j}^{e,o}$ – соответствующие электрооптические коэффициенты кварцевого стекла для поляризаций e – и o – волн в СОМОВ, численные значения которых порядка 10^{-12} м/В.

Кристаллы, в том числе и микрокристаллы кварца в стекле СОМОВ, в которых наблюдается ЭОЭ, являются одновременно и пьезоэлектриками [5]. Пьезоэлектричество – это наведение электрического поля в веществе посредством механического напряжения. Это важно отметить, потому что изменения механических напряжений в стекле СОМОВ вследствие пьезоэффекта приводят также и к изменению показателя преломления из-за его фотоупругого эффекта.

Таким образом, для корректного описания полного изменения показателей преломления стекла СОМОВ при приложении внешнего электрического поля необходимо учитывать и механические напряжения. Известно, что для кристаллов, обладающих фотоупругостью и пьезоэффектом, слагаемые, связанные с ЭОЭ, могут быть ответственны почти до 50 % общего фотоупругого эффекта [5]. В стекле СОМОВ доля ЭОЭ, можно полагать, будет пропорциональной соответствующим коэффициентам фотоупругости кварцевого стекла. Следовательно, в (6а, 6б) под изменениями $\Delta n_{\xi}^{e,o}$ (слагаемые в квадратных скобках) следует понимать значения изменений показателей преломления с учетом общей фотоупругости [1,5], при которой учитывается и пьезоэффект, т. е.:

$$\Delta n_{\xi}^e \approx \left[p_{11} \sqrt{\varepsilon_{zz}^e} + p_{12} \sqrt{\varepsilon_{xz}^e} \right]; \quad \Delta n_{\xi}^o \approx \left[p_{11} \sqrt{\varepsilon_{zz}^o} + p_{12} \sqrt{\varepsilon_{yz}^o} \right], \quad (7)$$

которые приближенно представляют изменения значений показателей преломления в СОМОВ для волн HE_{11}^e и HE_{11}^o соответственно при учете пьезоэффекта, где $p_{11} = 0,121$; $p_{12} = 0,270$ – численные значения экспериментально измеренных коэффициентов фотоупругости кварцевого стекла для $\lambda = 0,63$ мкм [4, с. 348]. Для других длин волн величины p_{11} и p_{12} определяются пропорционально $0,63/\lambda$ (мкм).

Таким образом, в соответствии с (4), (5) и (7) поля каждой из двух волн $HE_{11}^{e,o}$ при воздействии внешнего $|E_{\xi}^{e,o}(t)|$ поля на длине L приобретают дополнительные сдвиги фаз $\Delta\varphi_{\square}^{e,o}$, определяемые интегралами вдоль соответствующих лучей волн $s^{e,o}$ в СОМОВ:

$$\Delta\varphi_{\square}^e(t) \approx -\frac{1}{2} \int_0^L \left[\frac{\omega}{c} \left(p_{11} \sqrt{\varepsilon_{zz}^e} \right)^3 r_{zz}^e + \left(p_{12} \sqrt{\varepsilon_{xz}^e} \right)^3 r_{xz}^e \right] \cdot |E_{\xi}^e(t)| ds^e, \quad (8)$$

$$\Delta\varphi_{\square}^o(t) \approx -\frac{1}{2} \int_0^L \left[\frac{\omega}{c} \left(p_{11} \sqrt{\varepsilon_{zz}^o} \right)^3 r_{zz}^o + \left(p_{12} \sqrt{\varepsilon_{yz}^o} \right)^3 r_{yz}^o \right] \cdot |E_{\xi}^o(t)| ds^o, \quad (9)$$

где c – скорость света в вакууме; $\varepsilon_{ij}^{e,o}$ – элементы тензора диэлектрической проницаемости стекла в СОМОВ (без внешнего электрического воздействия $E_{\xi}(t)$)[2].

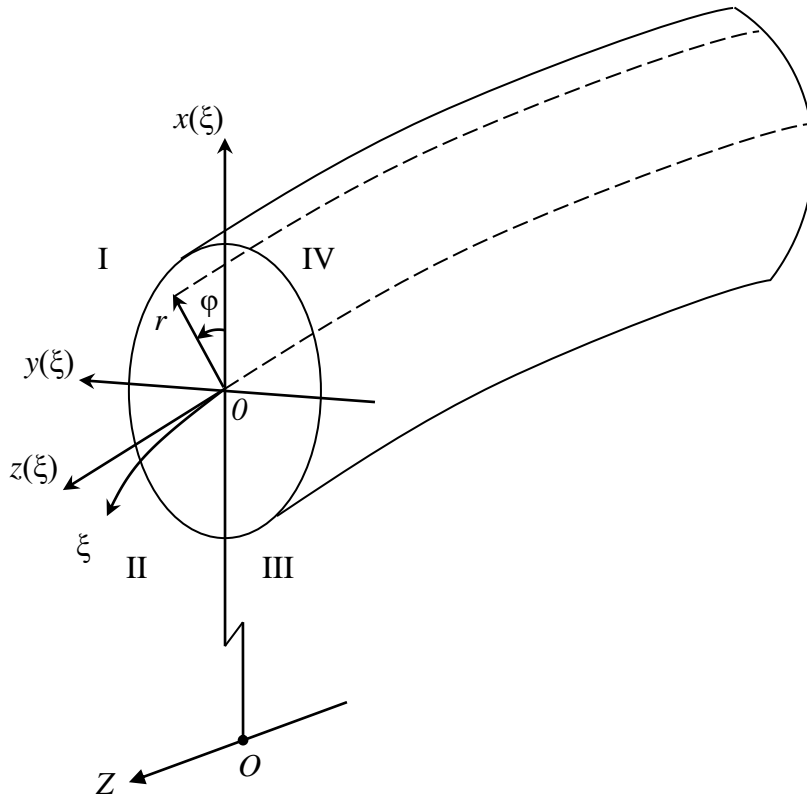


Рисунок 2 – Геометрия спирального ОМОВ в подвижных спиральных координатах x, y, ξ

Элементы дуг $ds^{e,o}$ в (8) и (9) необходимо выбирать вдоль лучей в СОМОВ для необыкновенной HE_{11}^e или обыкновенной волн HE_{11}^o , проекции траекторий которых находятся (в поперечном сечении) в пределах радиуса модового пятна ($r \leq W$) в СОМОВ, и в соответствии с [2, 8] представляются с точностью до первого порядка малости по r/R в виде:

$$ds^e = dz \sqrt{g_{zz}^e + g_{xz}^e} \approx dz \left[1 \mp \frac{r}{R} \cdot \frac{1 - A^2}{(1 + 4A^2) \sqrt{1 + A^2}} \right]; \quad (10)$$

Здесь знаки \mp соответствуют лучу HE_{11}^e , траектория которого следует в четвертом или втором квадрантах поперечного сечения СОМОВ (рис. 2), в области растяжения и сжатия стекла вследствие изгиба по спирали:

$$ds^o = dz \sqrt{g_{zz}^o + g_{yz}} \approx dz \left[1 \pm \frac{r}{R} \cdot \frac{A^2}{1 + 4A^2} \right], \quad (11)$$

где знаки \pm здесь соответствуют первому и третьему квадрантам поперечного сечения СОМОВ; p, R – шаг и радиус спиральной оси СОМОВ; $A = p/4\pi R$; $g_{zz}^{e,o}$ и $g_{zz}^{e,o} \cdot r$ – элементы тензоров деформаций материала СОМОВ вдоль оси ξ и соответственно вдоль гипотетических линий, эквидистантно отстоящих в пределах модового пятна W на расстоянии r от оси ξ , в каждой из скрученных плоскостей поляризации волн HE_{11}^e и HE_{11}^o ; g_{xz}, g_{yz} – элементы тензоров деформаций материала СОМОВ в углах xu и yz соответственно [2, 8].

С учетом выражений (2), (4), (5), (10) и (11) фазовые сдвиги (8) и (9) могут быть переписаны в виде (интегрирование при этом проведено по Z в пределах $0 \leq Z \leq L$):

$$\Delta\varphi_{\square}(t) = \frac{-\omega L}{2c} \left[\left(p_{11} \sqrt{\varepsilon_{zz}^e} \right)^3 r_{zz}^e + \left(p_{12} \sqrt{\varepsilon_{xz}^e} \right)^3 r_{xz}^e \right] \cdot |E_z(t)| \sqrt{g_{zz}^e + g_{xz}}; \quad (12)$$

$$\Delta\varphi_{\square}(t) = \frac{-\omega L}{2c} \left[\left(p_{11} \sqrt{\varepsilon_{zz}^o} \right)^3 r_{zz}^o + \left(p_{12} \sqrt{\varepsilon_{yz}^o} \right)^3 r_{yz}^o \right] \cdot |E_z(t)| \sqrt{g_{zz}^o + g_{yz}}. \quad (13)$$

Учитывая то, что очаг землетрясения обычно охватывает большую территорию, под L здесь необходимо понимать длину оптического кабеля, содержащего СОМОВ, используемого в роли датчика предвестника землетрясения. Поля $E_{\xi}^{e,o}(t)$ предвестников землетрясения и самих катастрофических разломов земных плит, вызывающих землетрясения, носят, естественно импульсный характер или цуг импульсов. Следовательно, и фазовые сдвиги полей волн HE_{11}^e и HE_{11}^o (8) и (9) будут повторять во времени изменения $|E_{\xi}^{e,o}(t)|$. В таком случае под ω можно понимать центральную оптическую частоту в спектральной плотности (огибающей спектра) группового оптического сигнала.

Выражения (12) и (13) свидетельствуют о том, что продольный электрооптический эффект в СОМОВ изменяет фазовые условия распространения волн на длине L , а также их состояния поляризации, что проявляется на приеме оптических сигналов, промодулированных по фазе внешним электрическим полем.

Проанализируем на экстремум по безразмерному параметру $A = p/4\pi R$, полученные формулы (12) и (13), представив с точностью до первого порядка малости по r/R включительно выражения в круглых скобках в (12) и (13) через параметр A , в соответствии с (4) и (5) в виде:

$$g_{zz}^e + g_{xz} \approx 1 \mp 2 \frac{r(1-A^2)}{R(1+4A^2)\sqrt{1+A^2}} \pm \frac{2r^2 A^2}{R^2(1+4A^2)\sqrt{1+A^2}} \approx \approx 1 \mp \frac{2r}{R} \cdot \frac{1-A^2}{(1+4A^2)\sqrt{1+A^2}}; \quad (14)$$

$$g_{zz}^o + g_{yz} \approx 1 \pm \frac{2r}{R} \cdot \frac{A}{(1+4A^2)\sqrt{1+A^2}}. \quad (15)$$

Из (14) видно, что фазовый сдвиг $\Delta\varphi_{\square}^e(t)$ необыкновенной волны HE_{11}^e будет максимальным при укладке ОМОВ в ОК или катушку в качестве датчика предвестника землетрясения по дуге окружности, что соответствует $A = p/4\pi R = 0$. При этом световое электрическое поле этой волны будет поляризовано под углом $\varphi^e = -\arctg p/4\pi R = 0 \pm \pi$

относительно линии $\bar{x}(\xi)$ (см. (рис. 2)), соединяющей центры кабельного сердечника и ОМОВ [3].

Следовательно, для мониторинга предвестника землетрясения на вход изогнутого по дуге окружности ОМОВ, используемого в роли датчика, необходимо подавать поляризацию поля волны HE_{11}^e , лежащую в плоскости изгиба ОМОВ. При этих условиях переходное (поляризационное) затухание между волнами HE_{11}^e и HE_{11}^o в соответствии с [9] будет теоретически стремиться к бесконечности, что обеспечивает максимальную фазовую модуляцию $\Delta\varphi_{\square}^e(t)$ необыкновенной волны. Реализовать укладку СОМОВ в ОК с $A = p/4\pi R = 0$ не представляется возможным, так как даже в случае укладки его на сердечник виток к витку, когда $p_{\min} \geq 2(b + \Delta)$, где b – радиус голого (без защитного покрытия) волокна, а Δ – толщина защитного покрытия оптического волокна, величина $A > 0$. Реально величина $p_{\min} = 2(b + \Delta) \approx 150$ мкм. При реальных значениях радиусов кабельных сердечников, выпускаемых промышленностью, $R_c = 2,6...3$ мм, соответствующие значения $A = p/4\pi R_c$ находятся в пределах 0,004...0,0046. При данных значениях A величина переходного поляризационного затухания α_n^{eo} несколько уменьшается от бесконечного значения, однако остается достаточно большой, при которой значение перетекаемой в поперечные сечения мощности волны HE_{11}^e в волну HE_{11}^o будет малым при условии ввода в СОМОВ волны HE_{11}^e [9].

Однако по мере распространения вдоль СОМОВ волна HE_{11}^e перекачивает свою промодулированную внешним полем мощность в волну HE_{11}^o на длине установления линейного стационарного поляризационного состояния волны HE_{11}^o [10]. Модуляция же волны HE_{11}^o при этом, как будет показано далее, практически отсутствует.

Графики зависимостей значений дробей $B^e(A) = \frac{1 - A^2}{(1 + 4A^2)\sqrt{1 + A^2}}$ в выражении (14) и

$C^o(A) = \frac{A}{(1 + 4A^2)\sqrt{1 + A^2}}$ в выражении (15) от параметра A с учетом (10) и (11) представлены

на рис. 3.

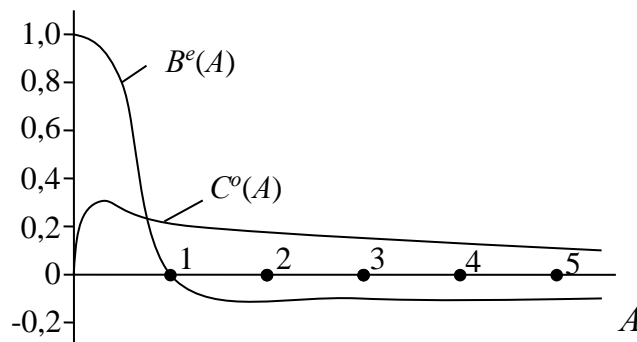


Рисунок 3 – Зависимости значений дробей $B^e(A)$ и $C^o(A)$ от $A = p/4\pi R$

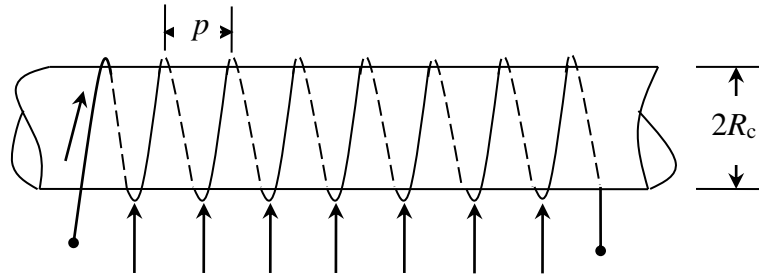


Рисунок 4 – Схема датчика $\Delta\varphi_{11}^e$ предвестника землетрясения

и его ориентация относительно продольного внешнего электрического поля $\vec{E}_{\text{вн}}(t)$

Из графика $B^e(A)$ видно, что наибольшая фазовая модуляция $\Delta\varphi_{11}^e$ под воздействием $|\vec{E}_\xi(t)|$ будет при $A \approx 0$. При этом условии будет наблюдаться максимальное отклонение траектории луча волны HE_{11}^e по r от оси СОМОВ, и этим объясняется наибольшая глубина фазовой модуляции в зависимости от воздействия $|\vec{E}_\xi(t)|$ [13].

Для увеличения сдвига фаз $\Delta\varphi_{11}^e$ необходимо увеличение длины воздействия L , для чего целесообразно ОМОВ укладывать виток к витку на диэлектрический сердечник радиуса R_c и так ориентировать сердечник СОМОВ, чтобы внешнее поле $\vec{E}_{\text{вн}}(t)$ совпадало с $\vec{E}_\xi(t)$, направленным вдоль витков СОМОВ (см. рис. 4). Однако при этих условиях ни $E_x(t)$, ни $E_y(t)$ не будут равны нулю, т.е. будет наблюдаться частично и поперечный ЭОЭ.

В таком случае в соответствии с (2), (4) и рис. 4 продольное поле $|\vec{E}_\xi(t)|$ будет воздействовать на СОМОВ в пределах одного витка на эффективной его длине, равной примерно двум проекциям его на направление продольного поля $|\vec{E}_\xi(t)|$, т.е. на длине, примерно равной $4R_c$. При числе N витков ОМОВ, уложенных на сердечник виток к витку, общая длина ОМОВ в датчике при этом должна быть $L \geq L_y \approx 4R_c N$, где L_y – длина установления стационарного поляризационного состояния волны HE_{11}^o [10].

При заданном значении $A \rightarrow 0$ выбор длины L , существенно больше чем L_y , нецелесообразен, так как при $L = L_y$ уже вся промодулированная мощность волны HE_{11}^e перетекает в волну HE_{11}^o , в то время как электрооптическая модуляция поля волны HE_{11}^o практически не наблюдается. Действительно, при $A \rightarrow 0$, сдвиг фазы $\Delta\varphi_{11}^o$ обыкновенной волны HE_{11}^o в соответствии с (13), (15) и графиком $C^o(A)$ рис. 3 при продольном ЭО эффекте будет практически отсутствовать.

Поперечная электрооптическая фазовая модуляция. Модулирующие составляющие электрического поля внешнего воздействия $E_x(t)$ и $E_y(t)$ являются поперечными относительно оси оптического кабеля, но не являются поперечными относительно направления распространения световых волн $HE_{11}^{e,o}$ вдоль оси ξ в СОМОВ в соответствии с (4) так как $g_{xz} \neq 0$. Непрерывность граничных условий для внешнего поля индукции $D_x(t)$ и $D_y(t)$ на поверхности СОМОВ при $r = b$ для нормальных составляющих вектора электрического смещения (индукции), представляются в виде:

$D_x(t) = D_x(t)$ и $D_y(t) = D_y(t)$, где $D_x(t)$ и $D_y(t)$ – составляющие наведенной внешним полем индукции внутри СОМОВ, или соответственно

$$\varepsilon_{\text{вн}} E_x(t) = (\varepsilon_{zz}^e + \varepsilon_{xz}) E_x(t); \quad \varepsilon_{\text{вн}} E_y(t) = (\varepsilon_{zz}^o + \varepsilon_{yz}) E_y(t), \quad (16)$$

здесь $\varepsilon_{\text{вн}}$ – диэлектрическая проницаемость внешней среды (грунта). В соответствии с этими граничными условиями величины электрического поля $E_x(t)$ и $E_y(t)$ внутри СОМОВ вдоль x и y изменяются по закону изменения по радиусу соответствующих диэлектрических проницаемостей в круглых скобках (16), так как оси x и y являются радиальными, что подтверждается равенством элементов тензора упругой деформации $g_{xx} = g_{yy} = 1$ [2].

Вследствие кручения ν (5) СОМОВ во внешнем электрическом поле относительно оси Z оптического кабеля длиной L внешнее воздействие этого поля на показатели преломления СОМОВ и на волны $HE_{11}^{e,o}$ в СОМОВ будет пространственно вдоль оси ξ происходить периодически по синусоидальному закону с полупериодами для каждой из волн, равными $p/2 = \pi/\nu$, а во времени равным:

$$T^{e,o}/2 = p/2 \cdot V_{\phi}^{e,o} = p/2 \cdot \beta^{e,o} / \omega = \frac{\pi}{\nu} \cdot \frac{\beta^{e,o}}{\omega}, \quad (17)$$

где ν – кручение СОМОВ (5); $\beta^{e,o}$; $V_{\phi}^{e,o}$ – фазовые коэффициенты и скорости волн $HE_{11}^{e,o}$ соответственно.

Как и прежде будем рассматривать только линейный электрооптический эффект Погкельса, в соответствии с которым изменение показателей преломления (2) для взаимно – ортогональных волн, индуцированное внешним поперечным электрическим полем, пропорционально соответственно напряженностям полей $|E_x(t)|$ и $|E_y(t)|$, действующим внутри СОМОВ (см. (16)). Поскольку световой пучок, состоящий из полей волн HE_{11}^e и HE_{11}^o , распространяется поперек независимых друг от друга внешних электрических полей $|E_x|$ и $|E_y|$, индуцированное ими двулучепреломление можно записать, используя (7) и (17), в виде:

$$\begin{aligned} n_{\xi}^e - n_{\xi}^o = & \left[p_{11} (n_{zz}^e - n_{zz}^o) + p_{12} (n_{xz} - n_{yz}) \right] - \frac{1}{2} \left\{ p_{11}^3 (n_{zz}^{e3} \sin(\omega T^e/2) |E_x(t)| - \right. \\ & - n_{zz}^{o3} \cos(\omega T^o/2) |E_y(t)| r_{zz} + p_{12}^3 (n_{xz}^3 \sin(\omega T^e/2) |E_x(t)| r_{xz} - n_{yz}^3 \cos(\omega T^o/2) \times \\ & \left. \times |E_y(t)| r_{yz} \right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

где p_{11}, p_{12} – коэффициенты фотоупругости стекла; r_{ij} – соответствующие электрооптические коэффициенты стекла, в общем различающиеся вдоль направлений $ij \equiv zz, xz$ и yz . Величина этого двулучепреломления равна разности естественного двулучепреломления (выражение в квадратной скобке), возникшего в ОМОВ в результате изгиба его в спираль с учетом общей фотоупругости [2, 3], представленной выражениями (7), и электрически индуцированного двулучепреломления, представленного выражением в фигурной скобке в (18). При этом фазовая задержка (сдвиг фаз) для света, проходящего вдоль СОМОВ и подвергнутого воздействию полей $E_x(t)$ и $E_y(t)$, приложенных как бы к взаимноортогональным обкладкам двух конденсаторов, отстоящим друг от друга на расстоянии $2W$, простирающегося вдоль направления распространения волн на длине ОК L , представляются с учетом (17) выражениями:

$$\Delta\varphi_{\perp}^e = -\frac{\omega L}{2c} \left\{ p_{11}^3 n_{zz}^{e3} r_{zz} |E_x(t)| \sin(\omega T^e/2) + p_{12}^3 n_{xz}^{e3} r_{xz} |E_x(t)| \sin(\omega T^e/2) \right\}; \quad (19)$$

$$\Delta\varphi_{\perp}^o = +\frac{\omega L}{2c} \left\{ p_{11}^3 n_{zz}^{o3} r_{zz} |E_y(t)| \sin(\omega T^o/2) - p_{12}^3 n_{yz}^{o3} r_{yz} |E_y(t)| \sin(\omega T^o/2) \right\},$$

где r_{zz} – электрооптический коэффициент для кварцевого стекла СОМОВ, характеризующий линейное изменение оси zz эллипсоида показателей преломления; r_{xz} , r_{yz} – электрооптические коэффициенты, характеризующие поворот осей эллипсоида в СОМОВ в углах xz и yz соответственно.

Изменения $\Delta\varphi_{\perp}^{e,o}$, обусловленные линейным изменением эллипсоида показателей преломления (первые слагаемые в (19)), намного меньше, чем их изменения, обусловленные поворотом (вращением) осей эллипсоида (вторые слагаемые в (19)). Это доказывается тем, что измеренное значение $p_{12}^3 > p_{11}^3$. Кроме того, модуль упругости Юнга на растяжение (сжатие) кварцевого стекла примерно в 20 раз больше модуля упругости Юнга на кручение.

Поэтому первые слагаемые в фигурных скобках (19) будут меньше вторых слагаемых, которыми для дальнейшего анализа можно и ограничиться:

$$\Delta\varphi_{\perp}^e(t) \approx -\frac{\omega L}{2c} p_{12}^3 n_{xz}^3 r_{xz} |E_x(t)| \sin(\omega T^e/2); \quad (20)$$

$$\Delta\varphi_{\perp}^o(t) \approx -\frac{\omega L}{2c} p_{12}^3 n_{yz}^3 r_{yz} |E_y(t)| \cos(\omega T^o/2),$$

где поля $E_x(t)$ и $E_y(t)$ определены условиями (16) и (17). Следовательно, сдвиг фаз волн $HE_{11}^{e,o}$ будет осуществляться фотоупругой и электрооптической вращательной способностью микроструктуры стекла во взаимортогональных плоскостях xz и yz поляризаций волн. Модуляция элементов тензора n_{xz} и n_{yz} в (20), в свою очередь, приводит к изменению траектории лучей волн $HE_{11}^{e,o}$. Кроме того, с учетом показанной взаимосвязи в [2], $\varepsilon_{xz} = -g_{xz}$ и $\varepsilon_{yz} = -g_{yz}$, модуляция элементов тензоров в (20) свидетельствует о модуляции соответствующих элементов тензора упругой деформации (5), которая, в свою очередь, свидетельствует о модуляции шага укладки $p(t)$ СОМОВ в ОК, т.е. о выполнении внешними электрическими полями $E_x(t)$ и $E_y(t)$ механической работы, связанной с модуляцией шага спирали $p(t)$, выполняемой этими полями, в том числе и за пределами модового поля (пятна) оптических волн.

Доказательство действия механических сил на единицу объема диэлектрика со стороны внешнего электрического поля можно найти, например в [11].

Преимущество поперечного электрооптического эффекта используется при создании электрооптических модуляторов лазерных пучков с низким управляющим напряжением. Применительно к рассматриваемой проблеме раннего обнаружения начальных толчков, предшествующих землетрясению, производящих сравнительно низкие значения напряженностей электрических полей, повысить чувствительность датчиков предвестников землетрясений можно увеличением длины L оптического кабеля, содержащего СОМОВ. При этом, естественно, возникает вопрос, как обеспечить максимальную фазовую модуляцию в таких датчиках в зависимости от безразмерного параметра $A = p/4\pi R$ укладки СОМОВ в ОК.

Максимум по параметру A формулы (17) обеспечивается как и в случае фотоупругого эффекта, также при $A \rightarrow 0$ [7]. Этот вывод подтверждается анализом поляризующих свойств напряженных волоконных световодов вследствие их изгиба в спираль, частным случаем которого является изогнутое по дуге окружности оптическое волокно [3, 12]. При этом в нем

наблюдается наибольшее напряжение стекла в угле x_ξ и, следовательно, наибольшая упорядоченность микроструктуры его вследствие фотоупругого эффекта, приближающего модуляционные свойства стекла к таковым в кристалле кварца.

Следовательно, для получения максимальной фазовой модуляции волны HE_{11} при поперечном воздействии внешнего электрического поля $E_{\text{вн}}(t)$ на стекло СОМОВ следует укладывать ОМОВ по дуге окружности. Значения максимумов $\Delta\varphi_\perp$ по формулам (19) и (20) будут обратно пропорциональны радиусу окружности R_c . Это значит, что для получения максимума $\Delta\varphi_\perp$ при поперечной электрооптической фазовой модуляции можно использовать многovitковый контур из ОМОВ, уложенных виток к витку с шагом $p \rightarrow 0$, на диэлектрический цилиндрический круговой сердечник радиуса $R_c \geq 3,413b$, при котором обеспечивается предел прочности СОМОВ на разрыв [12], где b – наружный радиус голого оптического волокна.

На основе линейного электрооптического эффекта Погкельса в спиральных одномодовых оптических волокнах при воздействии внешнего электрического поля исследованы продольная и поперечная фазовые модуляции полей основных волн $HE_{11}^{e,o}$, распространяющихся вдоль СОМОВ. Исследованы экстремальные условия по конструктивному параметру $A = p/4\pi R$, обеспечивающему максимальную глубину соответствующей фазовой модуляции.

Учитывая то, что внешнее электрическое поле $\vec{E}_{\text{вн}}(t)$ не может быть чисто продольным или чисто поперечным по отношению к виткам СОМОВ при любой их ориентации, полный фазовый сдвиг полей волн $HE_{11}^{e,o}$ всегда будет определяться суммарным, продольным и поперечным воздействиями внешнего электрического поля, определяемых в соответствии с формулами (12), (13) и (15). Результаты исследования могут быть положены в основу разработок датчиков физических величин, индикаторов внешних электрических полей.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела; пер. с англ. / Киттель Ч. – М.: ГИФМЛ, 1963. – 696 с.
2. Макаров Т. В. Анизотропия изогнутых волоконных световодов. / Т. В. Макаров // Труды УНИИРТ. – 1995. - № 1. – С. 103 – 106.
3. Макаров Т. В. Поляризирующие свойства напряженных волоконных световодов / Т. В. Макаров // Информатика и связь. – К.: Техніка. – 1995. – С. 18 – 23.
4. Ярив А. Оптические волны в кристаллах; пер. с англ. / А. Ярив, П. Юх. – М.: Мир, 1987. – 616 с.
5. Проблемы прикладной физики. Интегральная оптика; под ред. Т. Тамира. – М.: Мир, 1978. – 344 с.
6. Викулин А. В. Сейсмичность. Вулканизм. Геодинамика // Избр. труды. – Петропавловск – Камчатский, 2011. – 408 с.
7. Макаров Т. В. Фотоупругая модуляция сигналов в спиральных одномодовых оптических волокнах в кабеле / Т. В. Макаров // Наукові праці ОНАЗ. – 2013. – № 1.
8. Макаров Т. В. Метод определения волн в изогнутых световодах / Т. В. Макаров // Праці УНДІРТ. – 1996. – № 1(5). – С. 82 – 91.
9. Макаров Т. В. Невзаимные влияния волн и сигналов в спиральных одномодовых волоконных световодах. / Т. В. Макаров // Праці УНДІРТ. – 2004. – № 2(38). – С. 23 – 34.
10. Макаров Т. В. Пространственно – поляризационные процессы в спиральных одномодовых волоконных световодах / Т. В. Макаров // Праці УНДІРТ. – 2005. – № 4(44). – С. 37 – 40.
11. Пановский В. Классическая электродинамика / В. Пановский, М. Филипс; пер. с англ. под ред. С. П. Капицы. – М.: ГИФМЛ. 1963. – 432 с.

12. Макаров Т. В. Динамика и структура изломов волоконных световодов / Т. В. Макаров // Электросвязь. – 1995. – № 9. – С. 1 – 5.
13. Макаров Т. В. Прямолинейный волоконный световод, вращающий поляризации волн / Т. В. Макаров // Электросвязь. – 2005. – № 5. – С. 52 – 54.
14. Макаров Т. В. Передаточные характеристики изогнутых волоконных световодов / Т. В. Макаров // Праці УНДІРТ. – 1998. – № 1(13). – С. 13 – 23.
15. Бутиков Е. И. Оптика: учеб. пособ. для вузов / Бутиков Е. И. – М.: Высш. шк., 1986. – 512 с.

REFERENCES:

1. Kittel' Ch. Vvedenie v fiziku tverdogo tela; per. s angl. / Kittel' Ch. – М.: GIFML, 1963. – 696 s.
2. Makarov T.V. Anizotropiya izognutykh volokonnykh svetovodov. / T.V. Makarov // Trudy UNIIIRT. – 1995. – №1. – S. 103 – 106.
3. Makarov T. V. Polyariziruyushchie svoystva napryazhennykh volokonnykh svetovodov / T. V. Makarov // Informatika i svyaz'. – К.: Tekhnika, 1995. – S. 18 – 23.
4. Yariv A. Opticheskie volny v kristallakh; p. s angl. / A. Yariv, P. Yuh. – М.: Mir, 1987. – 616 s.
5. Problemy prikladnoy fiziki. Integral'naya optika; pod red. T. Tamira – М.: Mir, 1978. – 344 s.
6. Vikulin A. V. Seysmichnost'. Vulkanizm. Geodinamika / A. V. Vikulin // Izbr. trudy. – Petropavlovsk – Kamchatskiy. 2011. – 408 s.
7. Makarov T. V. Fotouprugaya modulyatsiya signalov v spiral'nykh odnomodovykh opticheskikh voloknakh v kabele / T.V. Makarov // Naukovi pratsi ONAZ. – 2013. – № 1.
8. Makarov T.V. Metod opredeleniya voln v izognutykh svetovodakh / T. V. Makarov // Pratsi UNDIRT. – 1996. – № 1(5). – S. 82 – 91.
9. Makarov T. V. Nevzaimnye vliyaniya voln i signalov v spiral'nykh odnomodovykh volokonnykh svetovodakh. / T. V. Makarov // Pratsi UNDIRT. – 2004. – № 2(38). – S. 23 – 34.
10. Makarov T. V. Prostranstvenno – polyarizatsionnye protsessy v spiral'nykh odnomodovykh volokonnykh svetovodakh / T. V. Makarov // Pratsi UNDIRT. – 2005. – № 4(44). – S. 37 – 40.
11. Panovskiy V. Klassicheskaya elektrodinamika / V. Panovskiy, M. Filips; per. s angl. pod red. S. P. Kapitsy. – М.: GIFML. 1963. – 432 s.
12. Makarov T. V. Dinamika i struktura izlomov volokonnykh svetovodov / T. V. Makarov // Elektrosvyaz'. – 1995. – № 9. – S. 1 – 5.
13. Makarov T. V. Pryamolineynyy volokonnyy svetovod, vrashchayushchiy polyarizatsii voln / T. V. Makarov // Elektrosvyaz'. – 2005. – № 5. – S. 52 – 54.
14. Makarov T. V. Peredatochnye kharakteristiki izognutykh volokonnykh svetovodov / T. V. Makarov // Pratsi UNDIRT. – 1998. – № 1(13). – S. 13 – 23.
15. Butikov E. I. Optika: uch. posobie dlya vuzov / Butikov E.I. – М.: Vyssh. shk., 1986. – 512 s.