ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS

ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

44, N4, 2009

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ -
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ
44

№ 4

ՀՀ ԳԱԱ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ИЗДАТЕЛЬСТВО "ГИТУТЮН" НАН РА
ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН
2009

Журнал издается с 1966 г.
Выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

Адрес редакции: Республика Армения, 375019,
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ։

Editorial address: 24-g. Marshal Bagramyan Av.,
Yerevan, 375019, Republic of Armenia.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

CONTENTS

СОДЕРЖАНИЕ

Заказ № 234
Тираж 120. Сдано в набор 10.04.2008.
Подписано к печати 14.04.2008. Печ. л. 5.25.
Бумага офсетная. Цена договорная.
Типография НАН РА.
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.

Известия НАН Армении, Физика, т.44, №4, с.231-238 (2009)

УДК 548.0

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХИРАЛЬНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ С ГРАДИЕНТНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ МОДУЛЯЦИИ

Э.М. АРУТЮНЯН[1], С.О. АРУТЮНЯН[1], А.А. ГЕВОРГЯН[1,2], А.Г. МОВСИСЯН[1]

[1] Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

[2] Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 28 января 2009 г.)

Рассмотрено наклонное распространение света через слой хирального фотонного кристалла с градиентными параметрами модуляции. Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна. Приведены результаты изучения зависимостей амплитудных характеристик от длины волны при различных углах падения в двух случаях, а именно, в случае хирального ФК с линейно изменяющимся в пространстве периодом модуляции и хирального ФК с линейно изменяющейся в пространстве глубиной модуляции. Рассмотрен случай минимального влияния диэлектрических границ. Показано, что в обоих случаях происходит уширение фотонной запрещенной зоны.

1. Введение

В последнее годы большой интерес к фотонным кристаллам (ФК) в основном обусловлен существованием в их спектре пропускания фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) [1-3]. Эти структуры находят широкое применение в новейших оптоэлектронных устройствах. Устройства на основе ФК отличаются такими важными свойствами, как малые размеры, малые потери, высокая надежность, совместимость с другими устройствами и т.д.

Большой интерес вызывают идеально периодические ФК и квазикристаллы, а также ФК с дефектом в структуре и ФК с градиентными параметрами модуляции. Хиральность структуры (микроскопическая или макроскопическая) придает системе новые свойства. Поэтому в последние годы хиральные ФК вызывают особый интерес. Периодическое изменение параметров хиральной среды можно осуществить (т.е. одномерный хиральный ФК можно создать) не только искусственно, но и другими способами, в частности, внешним ультразвуковым полем. В работах [4-7] представлены результаты систематических исследований таких систем. Ниже нами будут исследованы хиральные ФК с градиентными параметрами модуляции. Интерес к исследованию градиентных структур обусловлен рядом обстоятельств. В градиентных ФК наблюдается так называемое всенаправленное отражение (omnidirectional reflection): в определенном интервале длин волн всенаправленные отражатели полностью отражают свет с любой поляризацией и при любом угле падения. Эти системы обладают особенностями поглощения (излучения).

В данной работе мы исследуем градиентные хиральные ФК двух типов, а именно: 1) хиральные ФК с линейно изменяющимся в пространстве периодом модуляции (так называемые чирпированные хиральные ФК) и 2) хиральные ФК с линейно изменяющейся в пространстве глубиной модуляции.

2. Теория

Рассмотрим отражение и пропускание света через конечный слой изотропного гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле. Пусть слой среды занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = d$ (d – толщина слоя). Плоская ультразвуковая волна распространяется вдоль оси z. Она превращает параметры ε, μ, χ и γ в функции от координаты z (ε, μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, а χ и γ – безразмерные параметры естественной гиротропии и невзаимности слоя). Здесь мы будем предполагать следующие законы изменения этих параметров:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon(z) \\ \mu(z) \\ \gamma(z) \\ \chi(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon \\ \mu \\ \gamma \\ \chi \end{pmatrix} \left[1 + \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon(z) \\ \Delta\mu(z) \\ \Delta\gamma(z) \\ \Delta\chi(z) \end{pmatrix} \cos(K(z)z) \right], \tag{1}$$

где $\Delta\varepsilon(z)$, $\Delta\chi(z)$, $\Delta\gamma(z)$ и $\Delta\chi(z)$ – глубины модуляции, $K(z) = 2\pi/\Lambda(z)$, $\Lambda(z)$ – длина ультразвуковой волны. Отметим, что такая модуляция может быть создана, например, сильным световым полем в поглощающей среде, находящейся в тепловом градиентном поле или в электрическом поле, а также непосредственно молекулярно-лучевой эпитаксией, магнетронным напылением, голографическим записывающим устройством или электрохимическим травлением.

Будем предполагать, что плоскость падения совпадает с плоскостью (x,z), а волна падает под углом α к нормали границы слоя, совпадающего с плоскостью (x,z). Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн по круговым базисным поляризациям:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E^{l}_{i,r,t}\mathbf{n}_1 + E^{r}_{i,r,t}\mathbf{n}_r = \begin{pmatrix} E^{p}_{i,r,t} \\ E^{s}_{i,r,t} \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Здесь индексы i,r,t обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны, соответственно, а n_1 и n_r – орты круговых поляризаций.

Решение задачи представим в виде

$$\begin{bmatrix} E^1_r \\ E^r_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{1r} \\ R_{r1} & R_{rr} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^1_i \\ E^r_i \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E^1_t \\ E^r_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{1r} \\ T_{r1} & T_{rr} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^1_i \\ E^r_i \end{bmatrix}, \tag{3}$$

где $\hat{R}$ и $\hat{T}$ - 2Ч2 матрицы отражения и пропускания для данной системы.

Численные расчеты будем проводить по следующей схеме. Слой среды толщиной d разобьем на большое число тонких слоев с толщиной d_1, d_2, d_3,..,d_N. Если их максимальная толщина достаточно мала, то можно считать, что параметры слоя постоянны в каждом слое. Тогда, согласно, в частности, [8,9], задача определения $\hat{R}$ и $\hat{T}$ сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\begin{aligned} \hat{R}_j &= \hat{r}_j + \tilde{\hat{t}}_j \hat{R}_{j-1}\left(\hat{I} - \tilde{\hat{r}}_j \hat{R}_{j-1}\right)^{-1} \hat{t}_j, \\ \hat{T}_j &= \hat{T}_{j-1}\left(\hat{I} - \tilde{\hat{r}}_j \hat{R}_{j-1}\right)^{-1} \hat{t}_j \end{aligned} \tag{4}$$

с $\hat{R}_0 = \hat{0},\ \hat{T}_0 = \hat{I}$. Здесь $\hat{R}_j, \hat{T}_j,\ \hat{R}_{j-1}, \hat{T}_{j-1}$ - матрицы отражения и пропускания для сред с j и j-1 слоями, соответственно, $\hat{r}_j, \hat{t}_j$ - матрицы отражения и пропускания для j-ого слоя, $\hat{0}$ - нулевая матрица, $\hat{I}$ - единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы отражения и пропускания в случае обратного направления распространения света. (Более подробно о методе сложения слоев см. в [8,9].)

Таким образом, задача сводится к вычислению отражения и пропускания однородного гиротропного слоя. Мы будем исходить из следующих материальных уравнений для однородного изотропного гиротропного кристалла:

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} + (\chi - i\gamma)\mathbf{H}, \tag{5}$$

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} + (\chi + i\gamma)\mathbf{E}. \tag{6}$$

При помощи (4)-(6) можно вычислить отражение $R = |E_r|^2 / |E_i|^2$, пропускание $T = |E_t|^2 / |E_i|^2$, поглощение $A = 1 - (R + T)$ и т.д.

3. Уширение фотонной запрещенной зоны

В этом разделе мы представим результаты изучения особенностей отражения хиральных ФК с градиентными параметрами модуляции. Выберем следующие параметры для образца: ε = 2.5; μ = 1; γ= 0.1; χ= 0. Далее в этой работе, для наиболее полного выявления эффектов дифракции в хиральных ФК с градиентными параметрами модуляции, рассмотрим случай минимального влияния диэлектрических границ, т.е. будем рассматривать случай $n_0 = \sqrt{\varepsilon}$ (n_0 - коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон с рассматриваемым слоем). Случай n_0 = 1, т.е. случай, когда слой хирального ФК с градиентными параметрами модуляции находится в вакууме, рассмотрен в работе [10]. Выберем также линейные профили изменения параметров модуляции:

$$\Lambda(z) = \left[\left(\Lambda_{\max} - \Lambda_{\min}\right)/d\right] z + \Lambda_{\min}, \quad \Delta\varepsilon(z) = \left[\left(\Delta\varepsilon_{\max} - \Delta\varepsilon_{\min}\right)/d\right] z + \Delta\varepsilon_{\min},$$

$$\Delta\gamma(z) = \left[\left(\Delta\gamma_{\max} - \Delta\gamma_{\min}\right)/d\right] z + \Delta\gamma_{\min}, \tag{7}$$

где d – толщина слоя, а $\Delta\varepsilon_{\min}$, $\Delta\varepsilon_{\max}$, $\Delta\gamma_{\min}$, $\Delta\gamma_{\max}$, $\Lambda_{\min}$, $\Lambda_{\max}$ – константы.

(a)

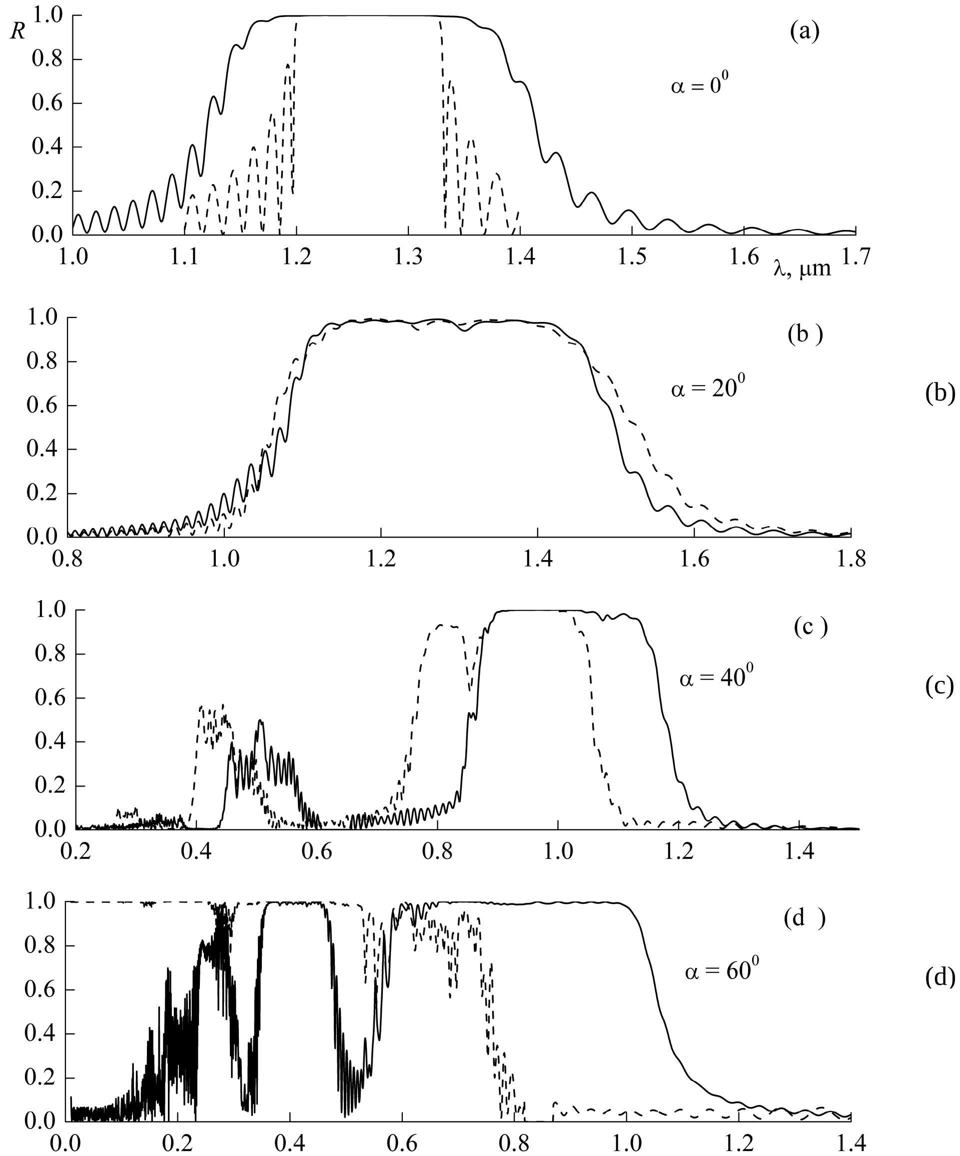

Рис.1. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны (при различных углах падения для двух ортогональных круговых поляризаций (сплошная и штриховая кривые, соответственно) в случае линейного профиля изменения периода модуляции хирального ФК. $\Lambda_{\min} = 0.37$ мкм, $\Lambda_{\max} = 0.43$ мкм, $\Delta\varepsilon(z) = \text{const} = 0.5$ и $\Delta\gamma(z) = \text{const} = 0.02$. Толщина слоя хирального ФК 20 мкм. На рис.1а штриховая кривая соответствует случаю хирального ФК с идеальной периодической структурой с параметром (= 0.4 мкм.

Вначале рассмотрим случай, когда $\Lambda(z) = \left[\left(\Lambda_{\max} - \Lambda_{\min}\right)/d\right]z + \Lambda_{\min}$, а $\Delta\varepsilon(z) = \Delta\varepsilon = \text{const}$ и $\Delta\gamma(z) = \Delta\gamma = \text{const}$. На рис.1 представлены спектры отражения при различных углах падения и для двух ортогональных круговых поляризаций падающего света в случае линейного профиля изменения геометрического периода модуляции хирального ФК. Спектр отражения (при нормальном падении) в случае обычного хирального ФК, т.е. хирального ФК с $\Lambda(z) = \text{const}$, $\Delta\varepsilon(z) = \text{const}$ и $\Delta\gamma(z) = \text{const}$, изображен на рис.1а пунктирной линией. Прежде всего отметим, что данные среды, как и негиротропные ФК при нормальном падении, имеют поляризационно-независящий отклик. Далее, сравнение кривых на рис.1а показывает, что линейный характер изменения $\Lambda(z)$ приводит как к некоторому смещению ФЗЗ, так и к существенному ее уширению, причем, как показывают наши результаты, ширина ФЗЗ зависит не только от $\Lambda_{\min}$ и $\Lambda_{\max}$, но и от тангенса угла наклона кривой $((z)$, т.е. от $\kappa = \left(\Lambda_{\max} - \Lambda_{\min}\right)/d$. Как было показано в работе [11], для негиротропного одномерного ФК с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(z)$, изменяющейся по закону синуса в квадрате, т.е. $\varepsilon(z) = \varepsilon\left[1 + a(z)\sin^2\left(2\pi z/\sigma(z)\right)\right]$, ширина ФЗЗ определяется выражением $\Delta\lambda = n_1^{eff}\sigma_{\max} + \bar{n}\left(d\sigma/dz\right)\Delta z - n_2^{eff}\sigma_{\min}$. В нашем случае для ширины ФЗЗ имеем следующую оценку:

$$\Delta\lambda = 2\left(n_1^{eff}\Lambda_{\max} + \left(\frac{d\Lambda}{dz}\right)\Delta z - \Lambda_{\min} n_2^{eff}\right), \qquad (8)$$

где n_1^{eff} и n_2^{eff} - эффективные коэффициенты преломления. Мы рассмотрим случай $\varepsilon >> \gamma$ и $\Delta\varepsilon >> \Delta\gamma$; тогда для эффективных коэффициентов преломления имеем выражение

$$n_{1,2}^{eff} \approx \sqrt{\varepsilon \pm \frac{\Delta\varepsilon}{2}}. \qquad (9)$$

Отметим, что в этом случае, в отличие от случая хирального ФК с идеальной периодической структурой, дифракционное отражение для различных длин волн происходит от различных глубин образца и эффективная толщина для каждой длины волны мала, поэтому кривая $R(\lambda)$ на краях ФЗЗ имеет искривления, характерные для тонких слоев ФК с идеальной структурой.

Таким образом, линейный профиль изменения параметров модуляции позволяет значительно увеличить частотную ширину ФЗЗ, а также путем изменения параметров модуляции управлять шириной ФЗЗ. Эти свойства хиральных ФК позволяют использовать их в качестве широкополосных дифракционных зеркал с управляемой частотной шириной.

Сравнение спектров отражения при различных углах падения показывает, что при наклонном падении спектры отражения становятся поляризационно-чувствительными и частотная ширина ФЗЗ для двух ортогональных круговых поляризаций различна. Возникает вопрос, настолько ли значительно это уширение, чтобы получить так называемое всенаправленное отражение? В работе [10] показано, что в случае $n_0 = 1$ при определенных параметрах задачи существует конечная область длин волн, где имеет место всенаправленное отражение. Сравнение спектров отражения в случае минимального влияния диэлектрических границ с аналогичными спектрами в случае, когда слой хирального ФК находится в вакууме [10], показывает, что в первом случае всенаправленное отражение не наблюдается. Это связано с тем, что в случае

n_0 = 1 при увеличении угла падения область дифракционного отражения мало смещается в сторону коротких волн, во всяком случае, не по условию Брэгга: $\lambda_B = \bar{n}\Lambda\cos\alpha$($\lambda_B$ – центральная длина волны ФЗЗ, $\bar{n}$ - средний коэффициент преломления хирального ФК (см. [6]). Далее, при углах падения $\alpha > \alpha_{cr}$ ($\alpha_{cr} \approx \arcsin\left(n_0/\sqrt{(\varepsilon-\gamma-\Delta\varepsilon)}\right)$) происходит полное внутреннее отражение. Отметим также, что в случае $n_0 = \sqrt{\varepsilon}$ (в отличие от случая n_0 = 1, при котором при наличии градиента периода модуляции расщепления ФЗЗ на три области не происходит) при наклонном падении (при больших углах падения), как и в случае хирального ФК с идеальной периодической структурой, возникают как области полного (независящего от поляризации) отражения, так и боковые области неполного (селективного по отношению к поляризации) отражения.

На рис.2 представлена зависимость коэффициента отражения R от угла падения α для длины волны λ = 1.196мкм в двух случаях, а именно, в случае слоя хирального ФК с идеально-периодической структурой (кривые 1) и в случае хирального ФК с линейным профилем изменения периода модуляции (кривые 2).

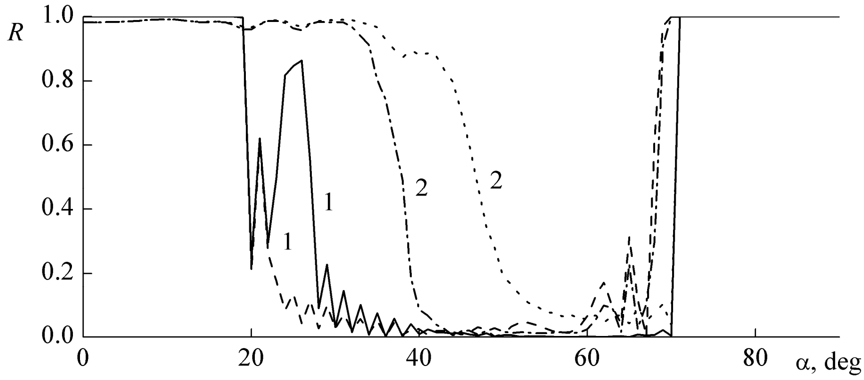

Рис.2. Зависимость коэффициента отражения R от угла падения (на длине волны λ=1.196 мкм для слоя хирального ФК с идеально-периодической структурой (кривые 1) и с линейным профилем изменения периода модуляции (кривые 2) для двух ортогональных круговых поляризаций (сплошная и штриховая кривые, соответственно). Параметры здесь те же, что и на рис.1.

Теперь перейдем к случаю, когда $\Lambda(z) = \Lambda = \text{const}$, а $\Delta\varepsilon(z) = \left(\Delta\varepsilon_{\max} - \Delta\varepsilon_{\min}\right) z/d + \Delta\varepsilon_{\min}$ и $\Delta\gamma(z) = \left(\Delta\gamma_{\max} - \Delta\gamma_{\min}\right) z/d + \Delta\gamma_{\min}$. В этом случае геометрический период структуры среды не меняется, но меняется эффективный коэффициент преломления.

На рис.3 представлены спектры отражения при различных углах падения α для двух ортогональных круговых поляризаций падающего света. Здесь также спектр отражения (при нормальном падении) в случае обычного хирального ФК, т.е. хирального ФК с $\Lambda(z) = \text{const}$, $\Delta\varepsilon(z) = \text{const}$ и $\Delta\gamma(z) = \text{const}$, изображен

(a)

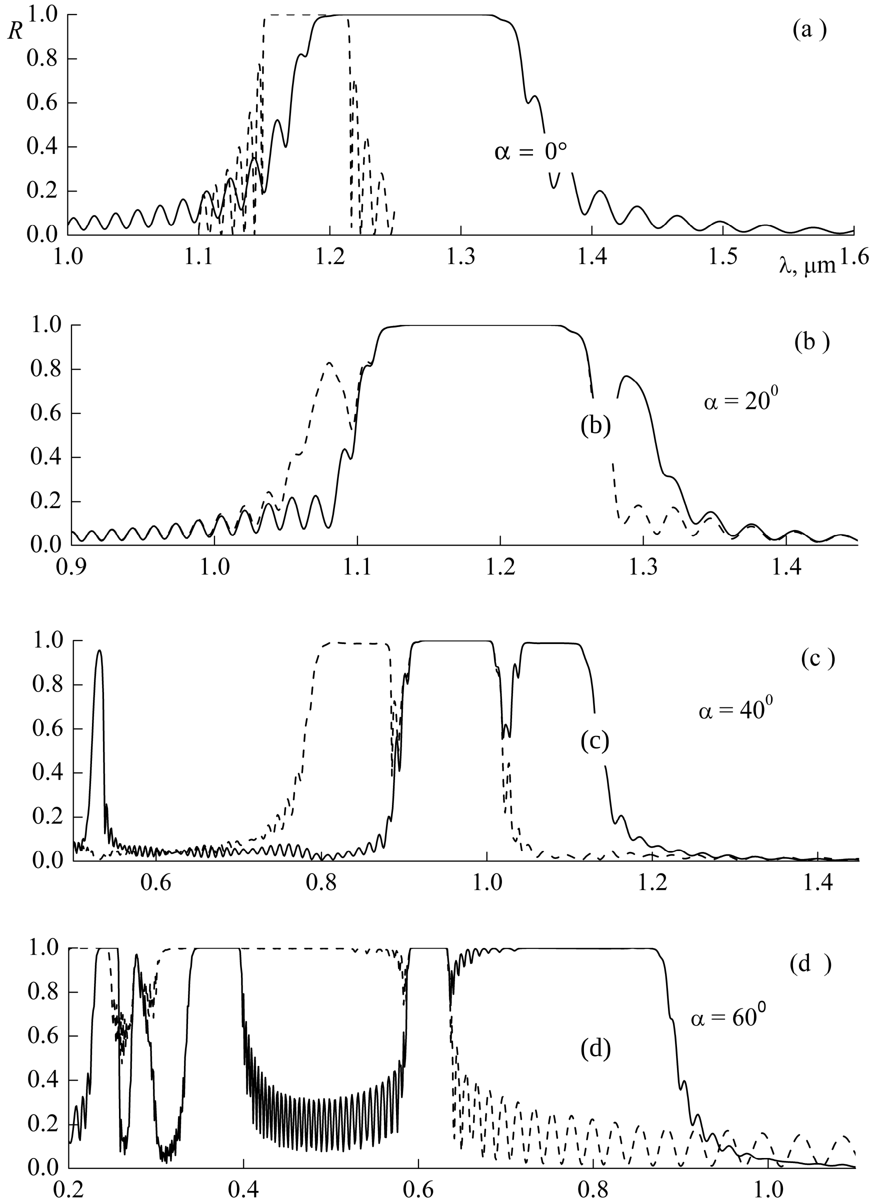

Рис.3. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны (при различных углах падения для двух ортогональных круговых поляризаций (сплошная и штриховая кривые, соответственно) в случае линейного профиля изменения глубины модуляции хирального ФК. Здесь $\Delta\varepsilon_{\min} = 0.25$, $\Delta\varepsilon_{\max} = 0.75$, $\Delta\gamma_{\min} = 0.01$, $\Delta\gamma_{\max} = 0.03$, $\Lambda(z) = \text{const} = 0.4$ мкм. Толщина слоя хирального ФК 20 мкм. На рис.3а штриховая кривая соответствует случаю хирального ФК с идеальной периодической структурой и с параметрами $\Delta\varepsilon = 0.5$ и $\Delta\gamma = 0.02$.

на рис.3а пунктирной линией. Как видно из представленных результатов, в этом случае также наблюдается смещение (в сторону длинных волн) и уширение ФЗЗ, но уширение ФЗЗ в этом случае намного меньше, чем в случае наличия градиента периода модуляции. Это обусловлено тем, что в этом случае уширeние ФЗЗ обусловлено только изменениями эффективных коэффициентов преломления и не зависит от тангенса угла наклона кривой $\Delta\varepsilon(z)$.

Отметим также, что в отличие от случая наличия градиента периода модуляции, в этом случае отражение в ФЗЗ намного сильнее (в случае наличия градиента периода модуляции полное дифракционное отражение в ФЗЗ происходит при намного большей толщине хирального ФК). Кроме того, в этом случае при наклонном падении, как и в случае хирального ФК с идеальной периодической структурой, также возникают области неполного (селективного по отношению к поляризации) отражения. В этом случае также область всенаправленного отражения не формируется.

Один из авторов (А.А. Геворгян) выражает благодарность Армянскому Национальному Фонду Науки и Образования (ANSEF грант № 1264-PS) за частичную финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.Joannopoulos, R.Meade, J.Winn**. Photonic Crystals. Princeton, Princeton Univ. Press, 1995.
2. **K.Sakoda.** Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin, Springer, 2001.
3. **S.G.Johnson, J.Joannopoulos.** Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice. Boston, Kluwer, 2002.
4. **Э.М.Арутюнян, А.А.Геворгян.** Изв. НАН Армении, Физика, **41**, 37 (2006).
5. **Э.М.Арутюнян, С.А.Арутюнян, А.А.Геворгян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42,** 24 (2007).
6. **А.А.Геворгян.** ЖТФ, **77**, 75 (2007).
7. **Э.М.Арутюнян, А.А.Геворгян.** ЖТФ, **79**, 98 (2009).
8. **А.А.Геворгян, К.В.Папоян, О.В.Пикичян.** Опт. и спектр., **88**, 647 (2000).
9. **A.H.Gevorgyan, M.Z.Harutyunyan**. Phys. Rev. E, **76**, 031701 (2007).
10. **А.А.Геворгян, Э.М.Арутюнян.** Опт. и спектр., **107**, 142 (2009).
11. **А.А.Геворгян.** Письма в ЖТФ, **34,** 48 (2008).

OPTICAL PROPERTIES OF CHIRAL PHOTONIC CRYSTALS WITH GRADED MODULATION PARAMETERS

E.M. HARUTYUNYAN, S.H. HARUTYUNYAN, A.H. GEVORGYAN, A.H. MOVSISYAN

The light oblique transmission through a chiral photonic crystal layer with graded modulation parameters is considered. The problem is solved by the Ambartsumian’s layer addition method. The specific properties of dependences of amplitude characteristics at different angles of incidence are discussed. Two cases are studied: 1) the case when along the medium axes the period of modulation is changed (with a linear law), 2) the case when along the medium axes the depth of modulation is changed (again with a linear law). It is shown that in both cases the broadening of the photonic band gap takes place.

Известия НАН Армении, Физика, т.44, №4, с.239-249 (2009)

УДК 621.73.1

АНАЛИЗ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ НЕЛИНЕЙНОГО СМЕШЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ЧАСТОТ В КРИСТАЛЛЕ GaAs

Ю.О. АВЕТИСЯН[1], А.О. МАКАРЯН[1], В.Р. ТАТЕВОСЯН[1],
К.Л. ВОДОПЬЯНОВ[2]

[1]Ереванский государственный университет, Армения

[2]Стенфордский университет, США

(Поступила в редакцию 5 февраля 2009 г.)

Приведены результаты анализа генерации терагерцового (ТГц) излучения методом нелинейного смешения лазерных частот в кристалле арсенида галлия в случаях свободного и волноводного распространения ТГц волн. В первом случае сильная дифракция ТГц излучения ведет к отступлению от известного квадратичного закона роста мощности генерации с увеличением длины кристалла. Во втором случае учет пространственной расходимости возбуждающего лазерного пучка приводит к появлению максимума мощности генерации в зависимости от радиуса шейки пучка при заданной длине нелинейного волновода. Согласно оценкам, длине волновода 6 мм соответствуют оптимальный радиус лазерного пучка 18 мкм и максимальная мощность ТГц генерации ~27 Вт при мощностях лазерных пучков 10 кВт.

1. Введение

Современное развитие физики и астрономии привело к резкому увеличению числа исследований в терагерцовой области частот (1–10 ТГц). Стимулирование разработок в этом диапазоне диктуется как внутренней потребностью собственно радиофизики и электроники, так и уникальными возможностями применения ТГц излучения в различных областях: диагностика и идентификация материалов, формирование изображений (для целей биомедицины, безопасности), контроль состояния окружающей среды, техника связи и т.д. [1,2]. Однако практическая реализация этих приложений встречает ряд трудностей, связанных, в частности, с отсутствием компактных и эффективных источников ТГц излучения. Несмотря на проникновение методов и аппаратуры, присущих соседним оптическому и СВЧ диапазонам, ТГц участок спектра все еще остается технически крайне слабо оснащенным.

В настоящее время для получения частотно-перестраиваемого ТГц излучения широко используется метод нелинейного смешения частот лазеров в кристаллах [3,4]. При близких значениях частот ω_1 и ω_2 частота излучения на разностной частоте $\omega = \omega_1 - \omega_2$, попадает в ТГц диапазон и путем изменения одной из частот (ω_1 или ω_2) достигается перестройка частоты генерации. Несмотря на применение широкого класса нелинейных материалов ($LiNbO_3$ [3], GaAs [4], DAST [5], GaP [6]) и использование различных типов двухчастотных лазеров, эффективность ТГц генерации все еще остается невысокой. Для эффективной генерации разностной частоты (ГРЧ) прежде всего, необходимо, чтобы волны, генерируемые со всей длины L нелинейного материала, складывались синфазно на его выходном конце. Это условие фазового согласования обеспечивается выравниванием скоростей распространения нелинейной поляризации среды и излучения на разностной частоте. При указанном условии и при пренебрежимо малом изменении поля лазерной накачки в кристалле мощность ГРЧ растет с длиной кристалла по квадратичному закону L^2. Однако ряд причин ограничивает возможность применения длинных образцов кристаллов. Во-первых, это сравнительно высокое поглощение ТГц излучения в нелинейном материале. Во-вторых, с целью увеличения плотности мощности лазерного излучения обычно пользуются световыми пучками с малой апертурой w_0, сравнимой и даже меньшей, чем длина волны ТГц излучения λ_{THz} В этих условиях ($w_0 < \lambda_{THz}$) апертуры отдельных ТГц волн на выходном торце кристалла сильно разнятся, поскольку волны, генерируемые с удаленных участков, испытывают наибольшую дифракцию (рис.1). Из-за несовершенства пространственного наложения этих волн, в длинных образцах кристаллов становится заметным отступление от квадратичного закона роста мощности ГРЧ с увеличением длины L. Кроме того, при малом w_0 определенную отрицательную роль выполняет также дифракционная расходимость оптического пучка, снижающая величину напряженности оптического поля накачки по мере распространения в среде. В большинстве публикаций, посвященных ГРЧ в поперечно-неограниченных образцах кристаллов [7-11], учету пространственной расходимости генерируемого ТГц пучка не уделяется должного внимания. В исследованиях же, посвященных ГРЧ в ТГц волноводах [12-15], основное внимание фокусировалось на возможности выполнения условия фазового согласования благодаря дисперсии волновода и почти не было исследовано влияние дифракционной расходимости оптического пучка на эффективность ГРЧ. Последнее выглядит важным для нахождения оптимального размера пучка, обеспечивающего наибольшее значение эффективности генерации ηпри заданной длине нелинейного волновода. Существование такого максимума определяется конкурирующим действием дифракционной расходимости лазерного пучка и плотности оптической мощности на процесс ГРЧ.

В настоящей работе на примере ГРЧ в материале GaAs исследуется влияние дифракции возбуждающего оптического и генерируемого ТГц излучений на эффективность ГРЧ. Выбор арсенида галлия связан с его высокой нелинейной восприимчивостью, сравнительно низким поглощением ТГц волн (коэффициент поглощения $\alpha < 5$ см$^{-1}$ для частот ниже 3 ТГц) и его хорошими механическими и теплопроводящими свойствами. В первой части работы приводятся результаты расчетов зависимости мощности ГРЧ от длины поперечно-неограниченного образца кристалла GaAs с учетом поглощения генерируемого ТГц излучения, а также дифракции оптического и ТГц пучков. Во второй части проводятся аналогичные расчеты для случая, когда волна ГРЧ возбуждается в ТГц диэлектрическом волноводе. Применение волновода, наряду с коллимацией ТГц излучения, позволяет легко удовлетворить условие фазового согласования ГРЧ благодаря дисперсии волновода. Здесь дополнительным достоинством использования GaAs является сравнительно малая разность его показателей преломления в оптическом и ТГц диапазонах $\Delta n \approx 0.27$ (например, в $LiNbO_3$ величина $\Delta n \approx 3$), что позволяет обеспечить выполнение условия фазового согласования ГРЧ вдали от частоты отсечки фундаментальной моды. Кроме того, целесообразность рассмотрения ТГц волновода на основе материала GaAs определяется хорошо разработанной технологией изготовления таких волноводов.

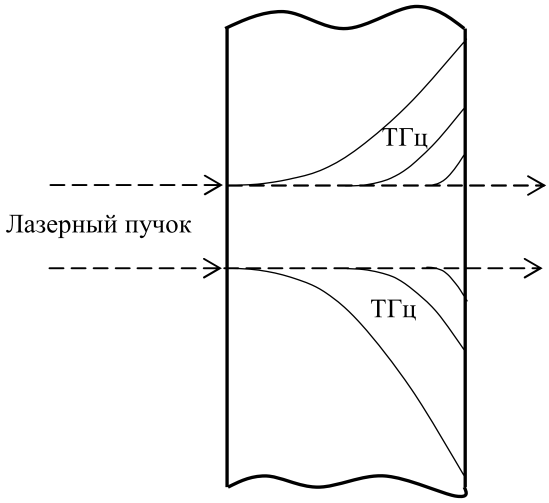

Рис.1. Схематическое представление расходящегося ТГц пучка, генерируемого в нелинейном кристалле.

2. Мощность ГРЧ в поперечно-неограниченном образце кристалла

Пусть в нелинейном материале вдоль оси z распространяется дублет монохроматических волн с частотами ω_1, ω_2, амплитудами E_{m1}, E_{m2} и одинаковыми гауссовыми профилями интенсивностей. Из-за нелинейного взаимодействия в нелинейной среде возникает поляризация $\mathbf{P}_{NL}$ на разностной частоте $\omega_{\text{THz}} = \omega_1 - \omega_2$, величину которой запишем в виде

$$\mathbf{P}_{NL}(x, y, z, t) = 2d_{eff} E_{m1} E_{m2}^{*} e^{-2\frac{x^2+y^2}{w_0^2}} e^{i(\omega_{THz}t - k_s z)} \,, \qquad (1)$$

где d_{eff} – эффективный нелинейный коэффициент материала, w_0 – радиус лазерного пучка, $k_s = k_1 - k_2$, $k_1 = \omega_1 n_1 / c$ и $k_2 = \omega_2 n_2 / c$ – волновые числа взаимодействующих волн, n_1 и n_2 – соответствующие показатели преломления.

Представим нелинейный кристалл в виде последовательности бесконечно малых отрезков длиной Δz. Пользуясь методом медленно меняющейся амплитуды, для амплитуды поля, генерируемого элементарным отрезком длиной Δz, в непосредственной близости от его конца, при условии выполнения фазового согласования $k_s = \omega_{\mathrm{THz}} n_{\mathrm{THz}} / c$, имеем [7,8]

$$\Delta E_{\mathrm{THz}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\mathrm{THz}} n_{\mathrm{THz}}} d_{eff} E_{m1} E_{m2}^{*} e^{-2\frac{x^2+y^2}{w_0^2}} \Delta z \,, \tag{2}$$

где n_{THz} – показатель преломления среды на частоте генерации.

Предполагая, что отдельные ТГц волны с места их зарождения до выходного сечения кристалла $z = L$ распространяются как гауссовы пучки, и проведя соответствующее суммирование, нетрудно рассчитать поле ГРЧ. В результате для мощности на выходе нелинейного кристалла ($z = L$) получаем

$$P_{\mathrm{THz}} = \left(4\pi^2 W_0 d_{14}^2 P_1 P_2 \big/ n_1 n_2 n_{\mathrm{THz}} \lambda_{\mathrm{THz}}^2 S_0\right) L_{eff}^2 \,, \tag{3}$$

где

$$L_{eff}^2 = \frac{2}{S_0} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int\limits_0^L \left[1 + \left(\frac{(L-z)}{z_{\mathrm{THz}}} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \exp\left[-\frac{2\left(y^2+x^2\right)}{w_0^2\left[1+(L-z)^2 / z_{\mathrm{THz}}^2\right]} \right] \exp\left[-\frac{\alpha(L-z)}{2} \right] dz \right\}^2 dydx, \tag{4}$$

$S_0 = \pi w_0^2 / 2$ – эффективная площадь лазерного пучка, $W_0 = 120\pi$ Ом – импеданс свободного пространства, $P_1 = n_1 |E_{m1}|^2 S_0 / 2W_0$ и $P_2 = n_2 |E_{m2}|^2 S_0 / 2W_0$ – мощности излучений на частотах ω_1 и ω_2, α – коэффициент поглощения ТГц излучения в кристалле, $z_{\mathrm{THz}} = n_{\mathrm{THz}} \pi w_0^2 / 2\lambda_{\mathrm{THz}}$ – рэлеевское расстояние ТГц пучка в кристалле.

В формуле (4) первые два множителя в подынтегральном выражении описывают дифракционное расширение ТГц гауссового пучка, а последний множитель связан с учетом поглощения генерируемых волн в кристалле. Легко убедиться, что при $z_{\mathrm{THz}} \to \infty$ и $\alpha = 0$ эффективная длина генерации L_{eff} не отличается от геометрической ($L_{eff} = L$) и формула (3) совпадает с известным выражением для мощности ГРЧ [7,11].

Для дальнейших расчетов воспользуемся численными значениями □THz = 150 мкм, $n_{\mathrm{THz}} = 3.6$, α= 3 см$^{-1}$ и w_0 = 30 мкм, близкими к величинам, используемым нами в эксперименте [4]. Зависимость эффективной длины генерации L_{eff} от геометрической длины L, в предположении отсутствия поглощения α = 0, иллюстрируется на рис.2 (пунктирная линия). Как видно, она аппроксимируется линейной зависимостью с коэффициентом пропорциональности $K \approx 0.83$. Учитывая квадратичную зависимость мощности ГРЧ от эффективной длины, приходим к выводу, что дифракция генерируемой ТГц волны приводит к снижению мощности в 1.44 раза.

Отметим, что в формуле (4) и в этих расчетах мы пренебрегали дифракционной расходимостью лазерного излучения. Согласно оценкам, рэлеевское расстояние лазерного пучка с длиной волны 2 мкм и радиусом $w_0 = 30$ мкм составляет $z_0 = 4.8$ мм и, следовательно, в длинных образцах кристаллов необходимо учитывать также расходимость оптического пучка. С этой целью введем в подынтегральное выражение формулы (4) множитель $\gamma(z) = \left[1 + (L/2 - z)^2 / z_0^2\right]^{-1}$, предполагая, что центр перетяжки гауссового лазерного пучка располагается в центре кристалла $z = L/2$ [16]. Результаты расчетов зависимости $L_{eff} = L_{eff}(L)$ представлены на рис.2 (штрих-пунктирная кривая). Как видно, при длине образца 1,2 см отношение $L_{eff} / L \approx 0.63$, что эквивалентно снижению мощности более чем в 2.5 раза.

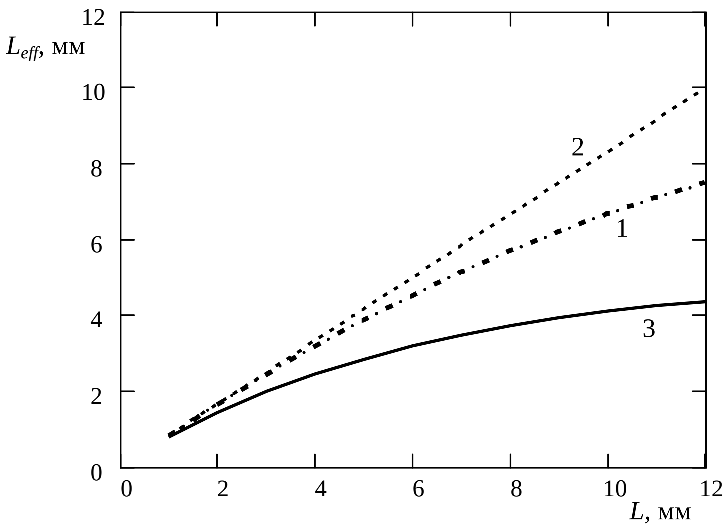

Рис.2. Зависимость эффективной длины ГРЧ от геометрической длины кристалла: при учете дифракционной расходимости лазерного и ТГц пучков (1), при учете только дифракционной расходимости ТГц пучка (2), и при учете дифракционной расходимости ТГц пучка и ТГц поглощения (3).

Зависимость $L_{eff} = L_{eff}(L)$ при учете поглощения ТГц волны в кристалле представлена на рис.2 с помощью сплошной кривой. Как и следовало ожидать, сильное поглощение ТГц волны нивелирует зависимость L_{eff} от эффектов дифракции и кривая зависимости $L_{eff} = L_{eff}(L)$ при длинах $L \approx 2.5/\alpha \approx 8$ мм выходит на насыщение.

3. Мощность ГРЧ в диэлектрическом волноводе

Рассмотрим теперь ГРЧ в диэлектрическом волноводе ТГц диапазона в предположении, что нелинейная поляризация вновь определяется выражением (1) с учетом множителя ((z). Пользуясь ортогональностью мод волновода, для амплитуды моды, генерируемой с элементарного отрезка длиной (z имеем [17]

$$\Delta E_{\text{THz}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{THz}} n_{eff} S_{\text{THz}}} E_{m1} E_{m2}^{*} \int\limits_{S_{NL}} d_{eff} \gamma(z) e^{-2\frac{x^2+y^2}{w_0^2}} \psi^{*}(x,y) dxdy \Delta z, \qquad (5)$$

где $S_{\text{THz}} = \int\limits_{S} \psi(x,y)\psi^{*}(x,y)dxdy$, $\psi(x,y)$ — **функция, описывающая распределе-**

ние поля волноводной моды в поперечном сечении волновода, $n_{eff} = k_z c/\omega_{THz}$ – эффективный показатель преломления волновода, k_z – продольное волновое число моды, и условие фазового согласования $k_s = k_z$ предполагается выполненным.

В выражении (5) интегрирование ведется по площади поперечного сечения нелинейного диэлектрика ($d_{eff} = 0$), а в (6) – по площади сечения генерируемого ТГц пучка. Ограничим наше дальнейшее рассмотрение случаем, когда волноводом служит прямоугольный брусок арсенида галлия, окруженный со всех сторон воздухом. В этом случае функция распределения поля четной моды определяется зависимостью $\psi(x,y) = \cos(k_x x)\cos(k_y y)$ внутри диэлектрика, а вне его поле быстро затухает с увеличением расстояния, отсчитываемого от боковых поверхностей диэлектрика [18]. Как известно, скорость убывания поля вне диэлектрика пропорциональна разности показателей преломления материалов диэлектрика и окружающего его пространства Δn. В нашем случае эта разность достаточно велика ($\Delta n \approx 2.6$), что позволяет в расчетах S_{THz} по формуле (6) пренебрегать полем вне диэлектрика. Поступая далее аналогично случаю ГРЧ в поперечно-неограниченном образце кристалла, для мощности генерации в волноводе получаем

$$P_{\text{THz}} = \left(4\pi^2 W_0 d_{14}^2 P_1 P_2 / n_1 n_2 n_{eff} \lambda_{\text{THz}}^2 S_0\right) L_{eff}^2, \qquad (6)$$

где

$$L_{eff} = \sqrt{\frac{2}{S_0 S_{\text{THz}}}} \int\limits_{0}^{L} \int\limits_{-a/2}^{a/2} \int\limits_{-b/2}^{b/2} e^{-2\frac{x^2+y^2}{w_0^2}} \cos(k_x x)\cos(k_y y)\gamma(z)\exp\left[-\frac{\alpha(L-z)}{2}\right] dzdxdy, \quad (7)$$

a и b – размеры волновода вдоль осей x и y, соответственно.

Ограничим дальнейшее рассмотрение случаем, когда условие фазового согласования выполняется для фундаментальной моды волновода E_{11}^{y}. Согласно [18], в режиме, далеком от отсечки, поперечные волновые числа определяются соотношениями

$$k_x \approx \frac{\pi}{a}\left(1 + \frac{\lambda_{\text{THz}}}{\pi a \sqrt{n_{\text{THz}}^2 - 1}}\right)^{-1}, \; k_y \approx \frac{\pi}{b}\left(1 + \frac{\lambda_{\text{THz}}}{n_{\text{THz}}^2 \pi b \sqrt{n_{\text{THz}}^2 - 1}}\right)^{-1}. \qquad (8)$$

Отметим, что в (8) пара размеров волновода (a и b) не может быть выбрана произвольно, поскольку при заданной длине волны λ_{THz} поперечные волновые числа взаимосвязаны необходимостью соблюдения условия фазового согласования. Действительно, представив $k_1 - k_2 \approx \omega_{\text{THz}} n_g / c$ (где $n_g = c(dk/d\omega)$ –

показатель преломления, соответствующий групповой скорости оптического излучения), из условия фазового согласования получаем $n_g = n_{eff}$, что приводит к следующей связи между поперечными волновыми числами:

$$k_x^2 + k_y^2 = \frac{4\pi}{\lambda_{\text{THz}}^2}\left(n_{\text{THz}}^2 - n_g^2\right). \tag{9}$$

Выражения (8) и (9) позволяют легко рассчитать возможные значения поперечных размеров волновода a и b, при которых условие фазового согласования удовлетворяется для заданной длины волны генерации λ_{THz}. Так, например, при $\lambda_{\text{THz}} = 120$ мкм, $n_g = 3.41$ (что соответствует групповой скорости излучения с длиной волны ~2 мкм в GaAs) и a = 60 мкм получаем b = 70 мкм.

Теперь, пользуясь этими численными значениями a и b, рассчитаем эффективную длину L_{eff} взаимодействия в волноводе. В отсутствие поглощения $\alpha = 0$ и при расходимости лазерного пучка $\Delta(z) = 1$ зависимость $L_{eff} = L_{eff}(L)$ при прежнем радиусе оптического пучка w_0 = 30 мкм представлена на рис.3 (пунктирная линия). Как видно, эффективная длина взаимодействия приблизительно совпадает с геометрической длиной, что свидетельствует о близком к совершенному пространственному наложению ТГц полей, генерируемых с различных участков нелинейного волновода. Как и следовало ожидать, при учете расходимости лазерного пучка ($\gamma(z) \neq 1$) отклонение L_{eff} от геометрической длины L становится заметным, особенно при длинах L порядка рэлеевского расстояния z_0. Это иллюстрируется на рис.3, где соответствующая зависимость $L_{eff} = L_{eff}(L)$ представлена штрих-пунктирной кривой. Там же приведена зависимость $L_{eff} = L_{eff}(L)$, построенная при учете также поглощения ТГц волны в волноводе. В отличие от ранее рассмотренного случая ГРЧ в поперечно-неограниченном образце кристалла, зависимость не выходит на участок насыщения, а имеет очень пологий максимум в окрестности $L_m \approx 3{,}3/\alpha$ = 10 мм. Присутствие последнего, т.е. медленное убывание L_{eff} в области значений $L > L_m$ связано с тем, что при сильном затухании ТГц волны ($\alpha L > 3$) вклад начальных участков нелинейного материала практически исчезает, тогда как вклад конечных участков ослабевает из-за убывания поля лазерного пучка вследствие дифракционной расходимости. Это подтверждается типом зависимости $L_{eff} = L_{eff}(L)$, представленной на рис.3 для лазерного пучка с радиусом w_0 = 22 мкм. Видно, что из-за возросшей роли дифракционной расходимости пучка с меньшим радиусом максимум эффективной длины убывает и сдвигается в область более коротких длин L.

Следует отметить, что уменьшение эффективной длины L_{eff} для пучка с меньшим радиусом w_0 не приводит обязательно к уменьшению мощности ГРЧ, поскольку, согласно (6), мощность генерации $P_{\text{THz}} \sim F = L_{eff}^2 / w_0^2$. В этой связи исследуем далее зависимость коэффициента F от радиуса пучка w_0. Как следует из расчетов зависимости $L_{eff} = L_{eff}(L)$, использование особо длинных образцов

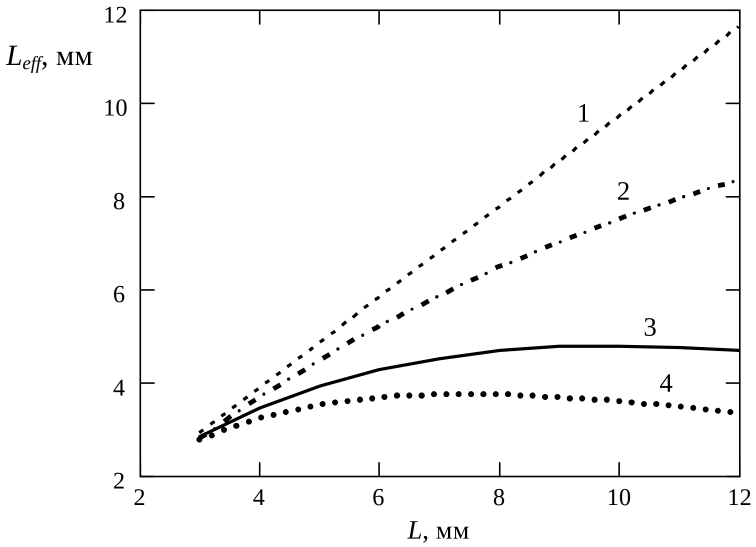

Рис.3. Зависимость эффективной длины ГРЧ от геометрической длины волновода при радиусе лазерного пучка в середине волновода w_0 = 30 мкм в отсутствие ТГц поглощения без учета (1) и с учетом дифракционной расходимости лазерного пучка (2), с учетом ТГц поглощения и дифракционной расходимости лазерных пучков с прежним радиусом w_0 = 30 мкм (3) и радиусом w_0 = 22 мкм (4).

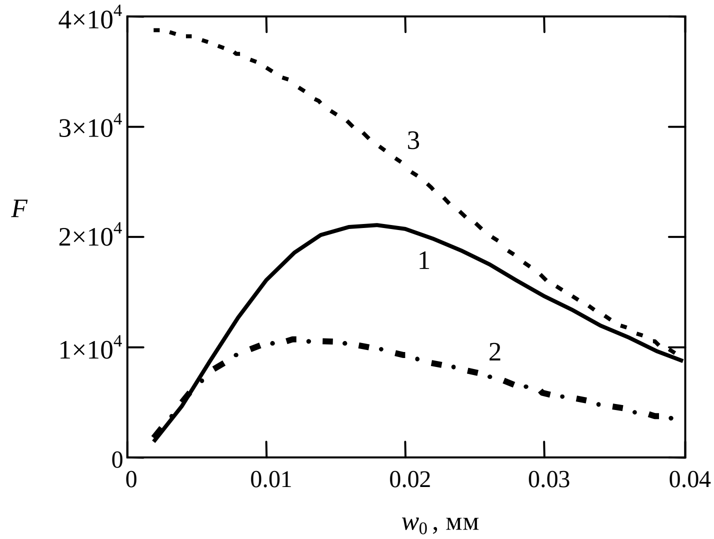

Рис. 4. Зависимость коэффициента F от радиуса лазерного пучка w_0 при длинах L = 6 мм (1), L = 3 мм (2) с учетом его дифракционной расходимости и в отсутствие дифракционной расходимости при длине L = 6 мм (3).

нелинейного материала с $L > 2/\alpha = 6$ мм лишено практического смысла. Поэтому расчеты коэффициента F проводились только при двух значениях L = 6 мм и L = 3 мм. Кроме того, в подынтегральном выражении формулы (7) радиус пучка w_0 заменялся на $w_0\gamma(z)^{-1/2}$, так как в случае малых w_0, наряду с убыванием оптического поля накачки пропорционально $\gamma(z)$, становится ощутимым также и дифракционное расширение радиуса пучка. Зависимости $F = F(w_0)$ при двух значениях длин материала 6 мм и 3 мм представлены на рис.4 с помощью сплошной и штрих-пунктирной линий, соответственно. Как видно из рисунка, существует оптимальный радиус пучка, при котором коэффициент F, а, следовательно, также мощность ГРЧ достигают своих наибольших значений. Существование максимума мощности обусловлено конкурирующим действием дифракционной расходимости лазерного пучка и плотности оптической мощности на процесс ГРЧ. Как показано на рис.4, при уменьшении длины нелинейного материала максимум коэффициента $F = F_{max}$ убывает и сдвигается в область меньших w_0.

Пользуясь формулой (6) и результатами расчетов F_{max}, нетрудно оценить эффективность генерации $\eta = P_{THz} / P_1 P_2$ в волноводе длиной L = 6 мм. Подстановка в (6) длины волны λ_{THz} = 120 мкм, нелинейного коэффициента арсенида галлия $d_{eff} = d_{14}$ = 47Ч10^{-6} мкм/В [19], $n_1 \approx n_2 \approx n_{eff}$ =3.41 и F_{max} = 2.1x10^4 (соответствующем радиусу w_0 = 18 мкм) ведет к η = 7.7Ч10^{-7} Вт$^{-1}$. С учетом френелевских отражений оптических и ТГц волн, соответственно, на входных и выходных границах волновода, имеем $\eta \approx$ 2.7Ч10^{-7} Вт$^{-1}$. Таким образом, при использовании импульсных лазеров с пиковой мощностью $P_1 = P_2$ = 10 кВт мощность ТГц излучения оценивается как $P_{THz} \approx$ 27 Вт. При указанной мощности лазеров и радиусе пучка w_0 = 18 мкм плотность мощности внутри материала арсенида галлия составляет ~2 ГВт/см^2, что ниже порога развития процесса многофотонного поглощения в кристалле GaAs на длине волны $\lambda \approx$ 2 мкм [19]. Выше рассчитанному значению ТГц и лазерных мощностей соответствует высокая квантовая эффективность процесса преобразования частоты $\lambda_{ph} = P_{THz}\lambda_{THz} / P_1\lambda$ = 16%.

В заключение исследуем зависимость коэффициента F от радиуса пучка w_0 в отсутствие дифракционной расходимости, что может иметь место при распространении лазерных пучков в оптическом волноводе. В этом случае коэффициент F (а с ним и мощность ГРЧ) монотонно растет с уменьшением радиуса лазерного пучка (рис.4, пунктирная кривая). Отсюда можно сделать вывод, что для увеличения эффективности ТГц генерации η полезно пользоваться волноводным режимом распространения оптического излучения. Однако, согласно оценкам, эффективность генерации η при радиусе оптической моды w_0 = 2 мкм превосходит ранее рассчитанное значение (для w_0 = 18 мкм) всего в 1.8 раза. Поэтому практическая целесообразность использования оптического волновода выглядит сомнительной при учете всех сложностей его изготовления внутри терагерцового GaAs волновода. На наш взгляд, существенно более перспективной выглядит конструкция, когда оптический волновод, изготовленный из материала с высокой нелинейностью и лучевой прочностью (как, например, GaAs или $LiNbO_3$), располагается в середине ТГц волновода, изготовленного из высокоомного кремния или сапфира. Последние, как известно, обладают незначительным поглощением ТГц волн. Поскольку поперечные размеры оптического волновода весьма малы (~1–2 мкм), затухание ТГц волн будет в основном определяться поглощением в кремнии (или сапфире). Следовательно, благодаря использованию длинных образцов (L = 5–10 см) нелинейного материала можно будет значительно увеличить эффективность ТГц генерации.

4. Заключение

Таким образом, результаты исследования свидетельствуют о перспективности осуществления генерации ТГц излучения методом ГРЧ в GaAs волноводе терагерцового диапазона. Рассчитаны размеры волновода, при которых выполняется условие фазового согласования на фундаментальной моде. Показано, что для каждой заданной длины нелинейного материала имеется оптимальный радиус лазерного пучка, при котором эффективность ГРЧ максимальна. При суммарной мощности двухчастотного лазерного излучения в арсениде галлия 20 кВт максимальная мощность генерации в волноводе длиной 6 мм оценивается свыше 75 Вт. Таким образом, даже при скважности оптических импульсов ~ 10^4 средняя мощность генерируемого ТГц излучения имеет мВт уровень, что достаточно для многих практических приложений.

Авторы выражают благодарность Р.М. Мартиросяну за интерес к работе и ценные обсуждения. Работа выполнена в рамках проекта 139 Государственного комитета Республики Армения и при частичной поддержке гранта ANSEF no. EN-1521.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.Tonouchi.** Nature Photon., **1**, 97 (2007).
2. **P.H.Siegel.** IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **50,** 910 (2002).
3. **T.D.Wang, S.T.Lin, Y.Y.Lin, A.C.Chiang, Y.C.Huang**. Opt. Express, **16**, 6471 (2008).
4. **K.L.Vodopyanov, Yu.H.Avetisyan.** Opt. Lett., **33**, 2314 (2008).
5. **P.E.Powers, R.A.Alkuwari, J.W.Haus, K.Suizu, H.Ito**. Opt. Lett., **30**, 640 (2005).
6. **J.Nishizawa et al.** IEEE Photon. Tech. Lett., **19**, 143 (2007).
7. **A.Yariv.** Quantum Electronics. New York, Wiley, 1989.
8. **J.W.Haus et al.** Laser Physics, **14,** 635, **(**2004).
9. **X.Liu, H.Zhang, M.Zhang.** Opt. Express, **10**, 83 (2002).
10. **Y.J.Ding.** IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **10**, 1171 (2004).
11. **D.Creeden, et al.** IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **13**, 732 (2007).
12. **Ю.О.Аветисян, Р.М. Мартиросян, Э.Г.Мирзабекян, П.С.Погосян**. Квантовая электроника, **5,** 659 (1978).
13. **A.S.Nikoghosyan, E.M.Laziev, R.M.Martirosyan, A.A.Hakhoumian, J.M.Chamberlain, R.A.Dudley, N.N.Zinovev.** Proc.SPIE, **6257**, 201 (2006).
14. **D.E.Thompson, P.D.Coleman.** IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **22**, 995 (1974).
15. **V.Berger, C.Sirtori.** Semicond. Sci. Technol., **19**, 964 (2004).
16. **С.А.Ахманов, С.Ю.Никитин.** Физическая оптика. М., Наука, 2004.
17. **T.Suhara, M.Fujimura.** Waveguide nonlinear-optics devices. Berlin, Springer, 2003.
18. **E.A.Marcatili.** Bell Syst. Tech. J., **48**, 2071 (1969).
19. **K.L.Vodopyanov et al.** Appl. Phys. Lett., **89,** 141119 (2006).

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԽԱՌՆՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ GaAs ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆԸ

ՅՈՒ.Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա.Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ, Վ.Ռ. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ, Կ.Լ. ՎՈԴՈՊՅԱՆՈՎ

Բերված են գալիումի արսենիդի բյուրեղում լազերային հաճախությունների ոչ գծային խառնման եղանակով տերահերցային (ՏՀց) ճառագայթման գեներացման տեսական հետազոտությունների արդյունքները՝ ՏՀց ալիքների ազատ և ալիքատարային տարածման դեպքերում: Առաջին դեպքում ՏՀց ալիքների ուժեղ տարամիտումը բերում է բյուրեղի երկարությունից գեներացման հզորության քառակուսային օրենքով հայտնի կախվածությունից շեղ-ման: Երկրորդ դեպքում գրգռող լազերային փնջերի տարածական տարամիտման հաշվի առ-նելը, ոչ գծային ալիքատարի տրված երկարության դեպքում, բերում է գեներացման հզորու-թյան մաքսիմումի առաջացմանը՝ կախված փնջի վզիկի շառավղից: Համաձայն գնահատա-կանների, 6 մմ երկարությամբ ալիքատարին համապատասխանում է լազերային փնջի 18 մկմ օպտիմալ շառավիղը, որի դեպքում ՏՀց գեներացման մաքսիմալ հզորությունը ~27 Վտ է, երբ լազերային փնջերի հզորությունը կազմում է 10 ԿՎտ:

ANALYSIS OF GENERATION OF TERAHERTZ RADIATION BY NONLINEAR MIXING OF LASER FREQUENCIES IN GaAs CRYSTAL

YU.H. AVETISYAN, A.H. MAKARYAN, V.R. TADEVOSYAN, K.L. VODOPYANOV

The results of analysis of terahertz (THz) wave generation by nonlinear mixing of laser frequencies in GaAs crystal in free- and guided- THz waves propagation cases are presented. In first case, the strong diffraction of THz radiation leads to deviation from known square-law growth of generated power with increasing crystal length. In second case, the spatial divergence of the exciting laser beam results in existence of the maximum in dependence of generated power on the radius of laser beam waist for a given length of the nonlinear waveguide. According to estimations, the optimal radius of laser beam is 18 μm for waveguide length 6 mm and the maximal generated THz power is 27 W for the laser beam powers of 10 kW.

Известия НАН Армении, Физика, т.44, №4, с.250-258 (2009)

УДК 548.732

О ДИФРАКЦИИ НЕЙТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ В ПОЛЕ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

А.Г. АЙРАПЕТЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 11 марта 2009 г.)

Рассмотрена дифракция нейтронов в кристаллах при воздействии звуковой волны. Вычислена вероятность рассеяния нейтронов при упругом взаимодействии с кристаллом. Рассеяние же нейтронов на звуковом фононе носит неупругий характер. Показана возможность управления фактором Дебая–Валлера.

Рассеяние нейтронов является мощным современным средством исследования строения и свойств кристаллов, которые определяют их широкое использование в современной физике. С помощью нейтронов можно установить атомное строение, определить магнитную структуру, получить информацию о характере тепловых колебаний атомов в жидкостях и кристаллах и т.д. Использование нейтронов несет в себе так много возможностей, порою совершенно уникальных, что, несмотря на большие экспериментальные трудности, нейтронные исследования постоянно расширяются. При этом подавляющее большинство исследований, проводящихся на реакторах с использованием нейтронного излучения, относится сейчас к физике конденсированного состояния.

Дифракция частиц является плодотворным методом для исследования различных видов кристаллических структур. Хорошо известно, что для исследования атомной структуры вещества пользуются дифракцией рентгеновских лучей. Однако интенсивность такого рассеяния на легких атомах, например, атомах водорода, мала, и определить положение таких атомов трудно. Продуктивным методом структурного анализа может являться дифракция электронов. Однако этот метод может быть распространен только на изучение поверхности твердого тела. Эти и другие пробелы в структурной рентгенографии и электронографии можно обойти с помощью структурной нейтронографии.

В книгах [1-3] подробно освещены вопросы, связанные с взаимодействием нейтронов с кристаллами. Наиболее интересные эффекты, которые относятся к дифракции нейтронов в твердых телах, можно найти в статьях [4].

В кристалическом веществе атомы расположены в упорядоченном виде. Этот факт существенно меняет картину рассеяния. Важно, что характерное расстояние в структуре (период решетки) имеет тот же порядок величины, что и дебройлевская длина волны нейтронов. В этом случае дифрагируют так называемые тепловые нейтроны, длина волны которых порядка 10^{-8} см. Это – нейтроны, энергия которых порядка 10^{-2} эВ, что соответствует температуре ~ 100 К. Это становится очевидным, если учитывать соотношение $\lambda = 0.287/\sqrt{E}$ между длиной волны нейтрона λ и его энергией E, где λ выражена в ангстремах, а энергия – в электронвольтах. Излучения с большей длиной волны не могут выявить деталей структуры на атомном уровне, а более коротковолновое излучение дифрагирует, отклоняясь лишь на очень малые углы, что весьма неудобно. Особый интерес может представлять исследование явления дифракции коротковолновых (высокоэнергетических) нейтронов [5]. Там же рассматривается неупругое по лазерной волне и в то же время упругое по кристаллу рассеяние высокоэнергетических нейтронов. Показана возможность дифракции коротковолновых нейтронов, длина волны которых меньше периода решетки. Решение базируется на многофотонном взаимодействии аномального магнитного момента нейтрона с полем лазерного излучения – представление Фари.

Отметим, что в литературе отсутствуют данные о рассеянии нейтронов при внешних воздействиях, где учитывался бы квантовый характер звукового поля. В настоящей работе решается квантовая задача: рассматривается процесс дифракции нейтронов при наличии гиперзвуковой волны, при этом смещения ядер от положений равновесия подвергаются вторичному квантованию.

Задача дифракции нейтронов в кристаллах при наличии внешней звуковой волны рассматривается в рамках нестационарной теории S-матрицы в представлении взаимодействия, где нейтрон-фононное взаимодействие рассматривается как возмущение к свободному движению нейтрона. Гамильтониан полной системы, зависящий от времени, берется в следующем виде:

$$H(t) = H_0(t) + V(t), \tag{1}$$

где $H_0(t)$ – гамильтониан свободного нейтрона, а $V(t)$ – потенциал взаимодействия, куда входят как тепловые, так и внешние фононы.

Временная эволюция системы от момента t' до следующего момента t в представлении взаимодействия описывается унитарным оператором $U_I(t,t')$, который имеет следующие свойства (см. [6]):

$$U_I(t,t')\,U_I^+(t,t') = U_I^+(t,t')\,U_I(t,t') = 1, \tag{2}$$

$$U_I^+(t,t') = U_I(t',t) = U_I^{-1}(t,t'). \tag{3}$$

Имеет место также закон композиции

$$U_I(t,t') = U_I(t,t'')\,U_I(t'',t'). \tag{4}$$

Здесь через $U_I^+(t,t')$ обозначен эрмитово-сопряженный оператор.

Оператор $U_I(t,t')$ удовлетворяет уравнению

$$i\hbar\left(\partial U_I(t,t')/\partial t\right) = V_I(t)\,U_I(t,t'), \tag{5}$$

с начальным условием $U_I(t',t') = 1$. Здесь нами введено обозначение $V_I(t) \equiv U_0^+(t,t')\,V(t)\,U_0(t,t')$, где $U_0(t,t')$ – оператор временной эволюции для свободного нейтрона, описывающегося волновой функцией $\left|\psi(t)\right\rangle$, которая в представлении Шредингера определяется с помощью соотношения $\left|\psi(t)\right\rangle = U_0\left(t,t'\right)\left|\psi(t')\right\rangle$ с условием $U_0\left(t',t'\right)=1$.

Можно показать, что унитарный оператор $U_I\left(t,t'\right)$ имеет вид

$$U_I\left(t,t'\right) \equiv U_0^{+}\left(t,t'\right) U\left(t,t'\right), \tag{6}$$

где $U\left(t,t'\right)$ – временной эволюционный оператор для полной динамической системы $\left|\Psi\left(t\right)\right\rangle$ и определяется как $\left|\Psi\left(t\right)\right\rangle = U\left(t,t'\right)\left|\Psi\left(t'\right)\right\rangle$ с начальным условием $U\left(t',t'\right)=1$. Нужно отметить, что $U_0\left(t,t'\right)$ и $U\left(t,t'\right)$ также являются унитарными операторами со свойствами (2)-(4).

Решение уравнения (5) с соответствующим начальным условием можно записать в виде

$$U_I\left(t,t'\right) = 1 - \left(i\hbar\right)^{-1}\int_{t'}^{t} V\left(\tau\right) U_I\left(\tau,t'\right) d\tau. \tag{7}$$

Интегральное уравнение (7) решается методом итерации. В результате получаем выражение

$$U_I\left(t,t'\right) = \sum_{n=0}^{\infty} U_I^{(n)}\left(t,t'\right), \tag{8}$$

где

$$U_I^{(0)}\left(t,t'\right)=1,\ U_I^{(n)}\left(t,t'\right) \equiv \left(i\hbar\right)^{-n} \int\limits_{t>\tau_n>\ldots>\tau_1>t'} d\tau_n \ldots d\tau_1 V_I\left(\tau_n\right)\ldots V_I\left(\tau_1\right). \tag{9}$$

Подставляя соотношение (6) в (9) и учитывая свойства оператора $U_0\left(t,t'\right)$, запишем унитарный оператор системы нейтрон-фонон в виде

$$U\left(t,t'\right) = \sum_{n=0}^{\infty} U^{(n)}\left(t,t'\right), \tag{10}$$

где

$$U^{(0)}\left(t,t'\right) = U_0\left(t,t'\right),$$

$$U^{(n)}\left(t,t'\right) = \left(i\hbar\right)^{-n} \times$$
$$\int\limits_{t>\tau_n>\ldots>\tau_1>t'} d\tau_n \ldots d\tau_1 U_0\left(t,\tau_n\right) V\left(\tau_n\right) U_0\left(\tau_n,\tau_{n-1}\right) V\left(\tau_{n-1}\right)\ldots U_0\left(\tau_2,\tau_1\right) V\left(\tau_1\right) U_0\left(\tau_1,t'\right). \tag{11}$$

Вышеприведенные разложения являются степенными рядами по $V\left(t\right)$. Здесь $U^{(0)}$ представляет собой приближение нулевого порядка, а $U^{(1)}$, $U^{(2)}$, $\ldots U^{(n)}$ дают соответственно первый, второй, … n-ый, вклад в ряде (10). То же самое правильно для $U_I^{(0)}$, $U_I^{(1)}$, $\ldots U_I^{(n)}$ в (8). Тот факт, что потенциал рассеяния зависит от времени, является хорошей основой для понимания временной эволюции различных динамических квантовых систем. Так, используя этот теоретический подход, в работе [7] было рассмотрено электрон-фотон-фононное взаимодействие в полярных полупроводниках при облучении лазером свободных электронов. Также, основываясь на этом подходе, было рассмотрено нейтрон-фотон-фононное взаимодействие в [5], где показана возможность дифракции высокоэнергетических (коротковолновых) нейтронов в кристаллах в поле интенсивного лазерного излучения.

Теперь обратимся к рассмотрению процесса рассеяния нейтронов в кристаллах под воздействием внешней звуковой волны. В рамках нестационарной теории S-матрицы в первом приближении вычислим вероятность рассеяния нейтрона. Вычислим вклад первого порядка в (10). Для этой цели построим оператор $U_0(t,t')$ для свободного нейтрона в форме

$$U_0(t,t') = e^{-\frac{i}{\hbar}E(t-t')}, \tag{12}$$

который из состояния $|\psi(t')\rangle = \exp\left[(i/\hbar)(\mathbf{Pr} - Et')\right]$ генерирует состояние $|\psi(t)\rangle = \exp\left[(i/\hbar)(\mathbf{Pr} - Et)\right]$. Здесь $\mathbf{P}$ и E представляют собой вектор импульса и энергию нейтрона, соответственно.

Время прохождения нейтронов через характеристическое расстояние соизмеримо с периодом распространения возбуждения, которое возникает в кристалле под воздействием внешней звуковой волны. Следовательно, можно считать, что нейтроны взаимодействуют не с отдельным атомом, а с совокупностью атомов. Нейтронные волны суммируются в наблюдаемой точке в соответствии с интерференционными законами. Оператор нейтрон-фононного взаимодействия (псевдопотенциал Ферми) может быть представлен в следующем виде:

$$V(t) = -\left(2\pi\hbar^2 A/m\right)\sum_n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n), \tag{13}$$

где A – амплитуда рассеяния нейтрона от ядра, m – масса нейтрона. Радиус-вектор $\mathbf{R}_n$ определяет местоположение ядра вблизи узла $\mathbf{n} = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3$ (n_i – целые неотрицательные числа и $\mathbf{a}_i$ – векторы основных трансляций). Здесь рассматриваются кристаллы, состоящие из атомов одноизотопных элементов с нулевым спином. Вектор $\mathbf{R}_n$ при отсутствии внешнего поля записывается в виде

$$\mathbf{R}_n = \mathbf{n} + \boldsymbol{\xi}_n, \tag{14}$$

где

$$\boldsymbol{\xi}_n = \sum_{S,\mathbf{q}} \sqrt{\hbar/2MN\Omega_S(\mathbf{q})}\,\mathbf{e}_S(\mathbf{q})\left[b_{qS}e^{i\mathbf{qn}} + b_{qS}^{+}e^{-i\mathbf{qn}}\right]$$

– оператор смещения атома от узла $\mathbf{n}$, которое является гармоническим, обусловленным тепловыми колебаниями ядер, M – масса ядра, N – число элементарных ячеек в кристалле, $\Omega_S(\mathbf{q})$ – частота теплового фонона, $e_S(\mathbf{q})$ – вектор поляризации теплового фонона, наконец, b_k и b_k^{+} – операторы рождения и уничтожения тепловых фононов которые удовлетворяют перестановочным соотношениям Бозе $\left[b_k, b_{k'}^{+}\right] = \delta_{kk'}$, $\left[b_k, b_{k'}\right] = 0$.

Звуковая волна учитывается новым членом $\boldsymbol{\varsigma}$, который вводится в (14):

$$\mathbf{R}_n = \mathbf{n} + \boldsymbol{\xi}_n + \boldsymbol{\varsigma}. \tag{15}$$

Здесь ς имеет следующий вид:

$$\varsigma = \mathbf{b}\sin\left(\mathbf{kn} - \omega t\right), \tag{16}$$

где $\mathbf{b}$, $\mathbf{k}$ и ω – амплитуда, волновой вектор и частота звуковой волны, соответственно. Именно предложенный вид вектора $\mathbf{R}_n$ (15) позволяет управлять фактором Дебая–Валлера.

В первом приближении теории S-матрицы волновые функции начального и конечного состояний соответственно имеют следующий вид:

$$\left|\Psi_i\right\rangle = e^{\frac{i}{\hbar}\left(\mathbf{P}_i\mathbf{r} - E_i t'\right)}\prod_{S,q}\left|\nu_{Sq}\right\rangle,\ \left|\Psi_f\right\rangle = e^{\frac{i}{\hbar}\left(\mathbf{P}_f\mathbf{r} - E_f t'\right)}\prod_{S,q}\left|\nu_{Sq}\right\rangle$$

Здесь $\prod\limits_{S,q}\left|\nu_{Sq}\right\rangle$ представляет собой волновую функцию кристаллического колебания с ν_{Sq} фононами из ветви S и волновым вектором $\mathbf{q}$, а $\mathbf{P}_i$, $\mathbf{P}_f$ и E_i, E_f – соответствующие значения вектора импульса и энергии нейтрона в начальном и конечном состояниях. Выбор волновых функций в указанном виде означает, что рассеяние нейтрона на кристалле носит упругий характер, т.е. не происходит фононного возбуждения кристалла. В разложении (10) в первом приближении амплитуда вероятности может быть вычислена с помощью следующего выражения:

$$\left\langle\Psi_f\right|U^{(1)}\left(t,t'\right)\left|\Psi_i\right\rangle = \left(i\hbar\right)^{-1}\left\langle\Psi_f\right|\int\limits_{t'}^{t} d\tau U_0\left(t,\tau\right)V\left(\tau\right)U_0\left(\tau,t'\right)\left|\Psi_i\right\rangle. \tag{17}$$

Подставляя (12), (13), (15) в (17) и используя разложение экспоненты по бесселевым функциям $\exp\left(i\alpha\sin\beta\right) = \sum\limits_{s=-\infty}^{+\infty} J_s\left(\alpha\right)\exp\left(is\beta\right)$, а затем интегрируя по $\mathbf{r}$ и □ соответственно, для амплитуды вероятности получим

$$-\frac{2\pi\hbar A}{m}\sum_{s=-\infty}^{+\infty} J_s\left(\mathbf{Qb}\right)\frac{e^{-i\Omega_s t} - e^{-i\Omega_s t'}}{\Omega_s}\sum_n e^{i\left(\mathbf{Q}+s\mathbf{k}\right)\mathbf{n}}\prod_{S,q}\left\langle\nu_{Sq}\right|e^{i\mathbf{Q}\boldsymbol{\xi}_n}\left|\nu_{Sq}\right\rangle, \tag{18}$$

где введены обозначения $\mathbf{Q} \equiv \left(1/\hbar\right)\left(\mathbf{P}_i - \mathbf{P}_f\right)$ и $\Omega_s \equiv \left(1/\hbar\right)\left(E_i - E_f + s\hbar\omega\right)$.

Теперь производим квантомеханическое усреднение. Учитывая формулу

$$\left\langle\nu_S\right|e^{\alpha b_S + \beta b_S^+}\left|\nu_S\right\rangle = e^{\alpha\beta\left(\frac{1}{2}+\nu_S\right)},$$

следующую из операторного тождества Вейля [6]

$$e^{\alpha b_S + \beta b_S^+} = e^{-\alpha\beta/2}e^{\beta b_S^+}e^{\alpha b_S},$$

где α и β – произвольные числа, для амплитуды вероятности окончательно получим выражение

$$-\frac{2\pi\hbar A}{m}\sum_{s=-\infty}^{+\infty} J_s\left(\mathbf{Qb}\right)e^{-\nu}\,\frac{e^{-i\Omega_s t} - e^{-i\Omega_s t'}}{\Omega_s}\sum_n e^{i\left(\mathbf{Q}+s\mathbf{k}\right)\mathbf{n}}, \tag{19}$$

где введено обозначение

$$\nu \equiv \sum_{S,q} \frac{\hbar}{2MN\Omega_S(\mathbf{q})} \left(\mathbf{Qe}_S(\mathbf{q})\right)^2 \left(\frac{1}{2} + \nu_{Sq}\right)..$$

Вероятность рассеяния нейтрона от начального состояния $\left|\Psi_i\right\rangle$ до конечного $\left|\Psi_f\right\rangle$ имеет вид

$$W_{\mathbf{P}_f,\mathbf{P}_i} = \lim_{\Delta t\to\infty}\left(\partial\bar{R}/\partial(\Delta t)\right), \qquad (20)$$

где $R = \left|\left\langle\Psi_f\left|U^{(1)}(t,t')\right|\Psi_i\right\rangle\right|^2$ – квадрат модуля амплитуд вероятности, $\Delta t \equiv t - t'$ – промежуток времени, в течение которого происходит рассеяние, черточка означает статистическое усреднение. Для $\bar{R}$ получим

$$\begin{gathered}\bar{R} = \frac{(2\pi)^2\hbar^2A^2}{m^2}\times \\ \times\sum_{s,s'} J_s(\mathbf{Qb})\,J_{s'}(\mathbf{Qb})\,e^{-2w}\frac{e^{i(s-s')\omega t}}{\Omega_s\Omega_{s'}}\left(1 - e^{-i\Omega_s\Delta t} - e^{i\Omega_{s'}\Delta t} + e^{-i(s-s')\omega\Delta t}\right)\sum_{n,n'} a_{ns}^* a_{n's'}.\end{gathered} \qquad (21)$$

Здесь обозначено $a_{ns} \equiv \exp\left(i(\mathbf{Q} + s\mathbf{k})\,\mathbf{n}\right)$, а среднее w по ансамблю имеет вид

$$w = \bar{\nu} = \sum_{S,q}\frac{\hbar}{2MN\Omega_S(\mathbf{q})}\left(\mathbf{Qe}_S(\mathbf{q})\right)^2\left(\frac{1}{2} + \bar{\nu}_{Sq}\right),$$

и $\bar{\nu}_{Sq} = \left(\exp\left(\hbar\Omega_S(\mathbf{q})/(kT)\right) - 1\right)^{-1}$ – среднее число бозонов (тепловых фононов). Усреднение по статистическому ансамблю производится по теореме Вика [8].

Для упрощения (21) учтем тот факт, что все реальные процессы, происходящие в пространстве-времени, ограничены соответствующими промежутками Δr и Δt. Ввиду того, что экспонента $\exp\left(-i(s-s')\,\omega\Delta t\right)$ сильно осциллирует, естественно, что наибольшое ее значение получится при условии $s = s'$. Основываясь на этих рассуждениях, а также на представлении δ-функции $\pi\delta(X) = \lim_{L\to\infty}\left(\sin(LX)/X\right)$, для вероятности рассеяния получим

$$W_{\mathbf{P}_f,\mathbf{P}_i} = \frac{(2\pi)^3\hbar^2A^2}{m^2}\sum_{s=-\infty}^{+\infty} e^{-2w}J_s^2(\mathbf{Qb})\left|\sum_n e^{i(\mathbf{Q}+s\mathbf{k})\mathbf{n}}\right|^2\delta(\Omega_s).$$

Здесь сумму по векторам $\mathbf{n}$ при больших N можно заменить интегралом по правилу $\sum_n ... = (N/V)\int ...d\mathbf{n}$, где интегрирование выполняется по объему, соответствующему первой зоне Бриллюэна. Кроме того учтем также соотношение $\delta^2(\mathbf{r}) = \left(V/\left(N(2\pi)^3\right)\right)\delta(\mathbf{r})$ для квадрата δ-функции, где $V/N = \mathbf{a}_1[\mathbf{a}_2\mathbf{a}_3]$ – объем элементарной ячейки прямой решетки. В итоге квадрат модуля суммы можно заменить δ-функцией следующим образом:

$$\left|\sum_n e^{i(\mathbf{Q}+s\mathbf{k})\mathbf{n}}\right|^2 = \frac{(2\pi)^3N}{V}\delta(\mathbf{Q} + s\mathbf{k} + \mathbf{g}),$$

где V – объем кристалла, $\mathbf{g}$ – вектор обратной решетки, определенный как $\mathbf{g} = g_1\mathbf{b}_1 + g_2\mathbf{b}_2 + g_3\mathbf{b}_3$ (g_i – целые неотрицательные числа, $\mathbf{b}_i$ – элементарные векторы обратной решетки). Окончательно для вероятности рассеяния нейтрона получим

$$W_{\mathbf{P}_f,\mathbf{P}_i} = \frac{(2\pi)^6 \hbar^4 A^2 N}{m^2 V} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} e^{-2w} J_s^2(\mathbf{Qb})\,\delta\left(E_i - E_f + s\hbar\omega\right)\delta\left(\mathbf{P}_i - \mathbf{P}_f + s\hbar\mathbf{k} + \hbar\mathbf{g}\right). \quad (22)$$

Множитель $\exp(-2w)$ – известный фактор Дебая–Валлера. Он служит мерой влияния теплового движения на наблюдаемое нарушение периодичности решетки, а δ-функции, стоящие в последнем выражении, гласят о законах сохранения энергии и импульса. Они описывают дифракцию нейтронов в кристалле под воздействием внешней звуковой волны при вынужденном многофононном процессе испускания (поглощения) внешних фононов.

Как видно из (22) для замкнутой системы нейтрон–кристалл–звуковая волна законы сохранения энергии и импульса записываются в виде

$$E_i - E_f + s\hbar\omega = 0\,, \quad (23)$$

$$\mathbf{P}_i - \mathbf{P}_f + s\hbar\mathbf{k} + \hbar\mathbf{g} = 0\,. \quad (24)$$

В выражении (23) тепловые фононы отсутствуют, так как при получении (22) было принято, что энергетический спектр колебаний кристаллической решетки не меняется: начальное $\left|\Psi_i\right\rangle$ и конечное $\left|\Psi_f\right\rangle$ состояния выбраны соответственно этому предположению.

Законы сохранения (23) и (24) описывают процессы неупругого по полю рассеяния нейтронов. Число s принимает как положительные, так и отрицательные значения и показывает число звуковых фононов. Положительные значения соответствуют процессу поглощения фононов из звукового поля, а отрицательные значения – вынужденному испусканию фононов со звуковыми частотами. При этом число фононов уменьшается по мере возрастания частоты звука. Это очевидно, так как при вынужденных многофононных процессах число фононов с большими энергиями мало.

Далее, учитывая законы сохранения (23) и (24), можно записать

$$\cos\theta = \frac{1}{\sqrt{1+\left(ms\omega\lambda_i^2/2\pi^2\hbar\right)}}\left[1+\frac{ms\omega\lambda_i^2}{4\pi^2\hbar} - \frac{\lambda_i^2}{8\pi^2}\left(s^2k^2 + g^2 + 2s\mathbf{kg}\right)\right], \quad (25)$$

где $\lambda_i = 2\pi\hbar/P_i = 2\pi\hbar/\sqrt{2mE_i}$ – длина волны де-Бройля рассеивающегося нейтрона, θ– угол рассеяния (угол между начальным и конечным направлениями импульса нейтрона).

Из выражения (25) видно, что при отсутствии поля получается условие Брэгга $2d\sin(\theta/2) = \lambda_n$, где $d = 2\pi/|\mathbf{g}|$ – расстояние между атомными плоскостями. При $\cos\theta \le 1$ и при учете условия неотрицательности подкоренного выражения видно, что число фононов ограничено. Приведем оценки числа фононов для тепловых нейтронов при следующих значениях физических параметров: вектор обратной решетки $g \sim 10^8$ см$^{-1}$, частота гиперзвука $\omega \sim 10^{10}$ Гц, волновой вектор гиперзвука $k \sim 10^5$ см$^{-1}$. Оценки показывают, что при испускании фононов (отрицательные значения s) может наблюдаться дифракция тепловых нейтронов. Этому случаю соответствуют значения $|s| < 10^3$ испускаемых фононов. Угол дифракции θ тепловых нейтронов может принимать значения от 25° до 43°, когда $|s|$ меняется от 1 до 10^3.

Отметим, что поскольку фактор Дебая–Валлера зависит от температуры, то он приводит к ослаблению упругого когерентного рассеяния для всех углов рассеяния $\theta \neq 0$. Величина w возрастает с ростом угла рассеяния, энергии нейтрона и температуры кристалла. При $T \to 0$ функция $\bar{\nu}_{Sq}$ обращается в нуль и, следовательно, множитель $\exp(-2w)$ принимает свое максимальное значение.

В случае, когда нейтрон рассеивается в кристалле при отсутствии внешнего звукового поля, для тяжелых ядер $\exp(-2w) \sim 1$, и смещение ядер из положений равновесия существенно не влияет на интенсивность когерентного рассеяния. Но в этом случае возникают затруднения, связанные с анализом структуры вещества с легкими ядрами: интенсивность рассеяния может существенно уменьшиться. Однако присутствие звуковой волны может устранить эту проблему. И при подходящем выборе параметров можно также подавлять интенсивность дифракции. Все это становится возможным, если учитывать законы сохранения. Из (24) для w имеем

$$w = \sum_{S,q} \frac{\hbar}{2MN\Omega_S(\mathbf{q})} \left((s\mathbf{k} + \mathbf{g})\, \mathbf{e}_S(\mathbf{q}) \right)^2 \left(\frac{1}{2} + \bar{\nu}_{Sq} \right). \qquad (26)$$

Таким образом, как видно из выражения (26), при $\mathbf{k} = 0$ ($s = 0$), когда отсутствует звуковое поле, получается известное выражение для фактора Дебая–Валлера [9]. Из (26) становится очевидным, что даже если температура кристалла не равна нулю ($T \neq 0$ K) и среда состоит из атомов с легкими ионами, то соответствующим выбором параметров данного звукового поля (число и волновой вектор фононов), можно как увеличить, так и подавить интенсивность когерентного рассеяния нейтронов, т.е. управлять фактором Дебая–Валлера. В зависимости от направлений векторов $\mathbf{g}$ и $\mathbf{k}$ интенсивность упругого рассеяния может как убывать, так и увеличиваться, а в случае $\mathbf{g} = -s\mathbf{k}$ она приобретает свое максимальное значение. Это условие реально можно осуществить в экспериментах с гиперзвуковыми полями.

Выражаю глубокую благодарность академику А.Р. Мкртчяну и канд. физ.-мат. наук Р.Г. Петросяну за обсуждение результатов работы и полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G.E.Bacon.** Neutron Diffraction. Oxford, Clarendon Press, 1975; **W.Marshall, S.W.Lovesey.** Theory of Thermal Neutron Scattering. Oxford, Oxford Univ. Press, 1971.
2. **Ю.З.Нозик, Р.П.Озеров, К.Хенниг.** Нейтроны и твердое тело: структурная нейтронография, т. 1; Нейтроны и твердое тело: нейтронография магнетиков, т. 2; Нейтроны и твердое тело: нейтронная спектроскопия, т. 3. М., Атомиздат, 1979.
3. **В.К.Игнатович.** Нейтронная оптика. М., Физматлит, 2006.
4. **M.Agamalian, E.Iolin, L.Rusevich, C.J.Glinka, G.D.Wignall**. Phys. Rev. Lett., **81**, 602 (1998); **B.Sur, V.N.P.Anghel, R.B.Rogge, J.Katsaras**. Phys. Rev. B, **71**, 014105 (2005).
5. **A.R.Mkrtchyan, A.G.Hayrapetyan, B.V.Khachatryan, R.G.Petrosyan**. 27th International Colloquium on Group Theoretical Methods in Physics, Yerevan, Armenia, 2008 (accepted for publication in “Physics of Atomic Nuclei”).
6. **A.Messiah**. Quantum Mechanics, vol. 1,2. Amsterdam, North-Holland, 1970.
7. **W.Xu**. J. Phys.: Condensed Matter, **10**, 6105 (1998).
8. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц**. Электродинамика сплошных сред, М., Наука, 1982.
9. **C.Kittel.** Quantum Theory of Solids. New York, London, John Wiley and Sons, Inc., 1963; **А.С.Давыдов**. Теория твердого тела. М., Наука, 1976.

ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՁԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՄԱՍԻՆ

Ա.Գ. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ

Բյուրեղներում ձայնային ալիքի ազդեցությամբ դիտարկված է նեյտրոնների դիֆրակ-ցիան: Բերված է նեյտրոնների ցրման հավանականությունը բյուրեղի հետ առաձգականորեն փոխազդելու դեպքում: Նեյտրոնի՝ ձայնային ֆոնոնների հետ փոխազդեցությունն ունի ոչ առաձգական բնույթ: Ցույց է տրված Դեբայի–Ուոլլերի գործոնի կառավարման հնարավորու-թյունը:

ON THE NEUTRON DIFFRACTION IN CRYSTALS IN THE FIELD OF SOUND WAVE

A.G. HAYRAPETYAN

The neutrons diffraction in crystals under the influence of a sound wave is considered. The neutrons scattering rate at the elastic interaction with a crystal is calculated. The scattering of neutrons on sound phonons has an inelastic nature. The possibility of tuning the Debye–Waller factor is shown.

Известия НАН Армении, Физика, т.44, №4, с.259-264 (2009)

УДК 621.396

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ МЕТОДОМ СВЧ БЛИЖНЕПОЛЕВОЙ МИКРОСКОПИИ

А.Б. ОВСЕПЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 1 марта 2009 г.)

Методом СВЧ ближнеполевой микроскопии (СВЧ БПМ) исследована локальная фотопроводимость в приповерхностном слое солнечных элементов. Зависимости фотопроводимости солнечного элемента от интенсивности и длины волны падающего светового излучения определены путем измерения коэффициента отражения диэлектрического резонатора СВЧ БПМ на частоте 4.1 ГГц.

1. Введение

Повышение эффективности солнечных элементов является объектом интенсивных исследований [1-4] ввиду возрастающей роли солнечной энергетики. В этом аспекте крайне важно детальное понимание процессов, протекающих на границе $p-n$ перехода солнечного элемента, в частности, изменения локальной фотопроводимости под воздействием внешнего светового облучения.

В последнее время для исследования поверхностных и локальных свойств различных материалов и микроструктур пристальное внимание привлекает метод СВЧ ближнеполевой микроскопии (СВЧ БПМ) [5-8]. Этот метод позволяет проводить бесконтактные исследования многослойных структур и визуализацию с высоким разрешением электрических особенностей на границах раздела [9-12]. С этой точки зрения практический интерес вызывает вопрос о применимости метода БПМ для исследования локальных характеристик солнечных элементов на основе многослойных гетеропереходов.

В настоящей работе приводятся результаты разработки СВЧ БПМ и ее применения для исследования солнечного элемента промышленного образца. Благодаря достаточно глубокому проникновению СВЧ поля изучены также объемные свойства элемента. Посредством измерения электромагнитного отклика ближнеполевого зонда (антенны) исследованы и отображены изменения электропроводности под воздействием облучения светом разной интенсивности и длины волны.

2. Экспериментальная установка и методика

Схема разработанного СВЧ БПМ приведена на рис.1. Расстояние между зондом и исследуемой поверхностью регулируется и контролируется с помощью камертонного датчика, позволяющего поддерживать неизменной дистанцию 20 нм при сканировании зонда. Зонд изготовлен из нержавеющей стальной проволоки диаметром 50 мкм, заостренный конец которой направлен на исследуемую поверхность, а другой конец связан с диэлектрическим резонатором [6] с резонансной частотой 4,1 ГГц. Ячейка солнечного элемента (рис.2) состоит из пяти слоев – задней металлизированной поверхности из алюминия (Al) толщиной 10 мкм, полупроводникового слоя из кремния (Si) *p*-типа толщиной 250 мкм, полупроводникового кремниевого слоя *n*-типа толщиной 0,5 мкм, антиотражающего покрытия из двуокиси титана (TiO_2) толщиной 0,1 мкм и верхней проводящей контактной сетки из серебра (Ag) толщиной 10 мкм. Равномерное солнечное освещение обеспечивалось с помощью четырех светодиодов белого излучения, расположенных на расстоянии 2 см над поверхностью элемента. Интенсивность светодиодов контролировалась управляемым источником тока и измерялась с помощью калиброванного радиометра. Для спектральных измерений применялись светодиоды, излучающие в различных участках спектра.

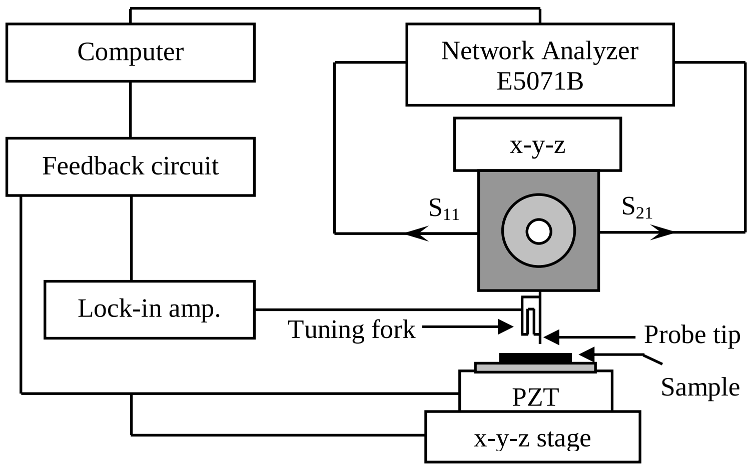

Рис.1. Экспериментальная схема СВЧ БПМ.

Регистрируемыми параметрами в методе СВЧ БПМ являются изменения резонансной частоты диэлектрического резонатора и коэффициента отражения на резонансной частоте, возникающие вследствие изменения условий взаимодействия зонда и исследуемой поверхности при освещении. Для определения коэффициента отражения воспользуемся известным из теории длинных линий выражением [13]

$$S_{11} = 20\log\left|\frac{Z_R + Z_C + k_T Z_S^R - Z_0}{Z_R + Z_C + k_T Z_S^R + Z_0}\right|, \qquad (1)$$

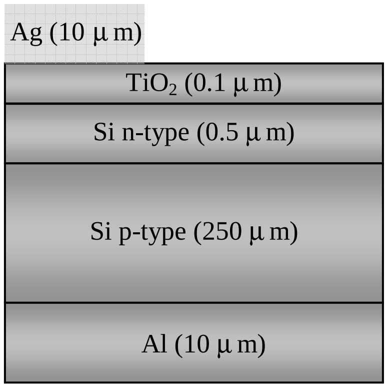

Рис.2. Структура элемента солнечного преобразователя.

где Z_R - импеданс резонатора, Z_C - импеданс связи, k_T - коэффициент трансформации зонда, Z_S^R - реальная часть комплексного импеданса солнечного элемента и Z_0- импеданс зонда, равный 50 Ом. Величину Z_S^R можно представить в следующем виде:

$$Z_S^R = Z_a^2 k_a^2 t_n t_p (t_n + t_p)(\sigma_n + \sigma_p), \qquad (2)$$

где Z_a -импеданс свободного пространства, k_a - волновое число в свободном пространстве, t_n, t_p, σ_n, σ_p - толщины и проводимости кремниевых слоев n- и p-типов, соответственно. Суммарная проводимость представляется как [4]

$$\sigma_n + \sigma_p = \frac{\eta q_e I \tau(\mu_n + \mu_p)}{hv(t_n + t_p)}, \qquad (3)$$

где η - коэффициент поглощения фотонов, q_e - заряд электрона, τ - время жизни фотоиндуцированных зарядов, μ_n, μ_p - подвижности электронов и дырок, соответственно, I - интенсивность света, hv - энергия фотона. Выражения (1)-(3) определяют связь между измеряемым коэффициентом отражения S_{11} и электропроводностью в зависимости от длины волны и интенсивности освещения.

3. Результаты и обсуждение

На рис.3 приведены результаты измерений коэффициента отражения S_{11} при различных интенсивностях облучения солнечного элемента источником белого света. Как видно, облучение с интенсивностью до 122 мВт/см^2 не вызывает экспериментально различимого изменения электропроводности, вследствие чего кривые (a) и (b) практически совпадают.

Значение коэффициента отражения S_{11} на резонансной частоте 40.7 дБ при темновом режиме является отсчетным уровнем для измерения изменений электропроводности солнечного элемента.

Как показано на вставке рис.3, коэффициент отражения растет с ростом интенсивности освещения, приводящего к увеличению числа носителей и, соответственно, к росту электропроводности. Отметим хорошее согласие рассчитанных из (1)–(3) значений коэффициента отражения (кривая 1 вставки рис.3) с экспериментальными. Одновременно измерялось также выходное напряжение на солнечном элементе. Эти измерения показали, что зависимости изменений выходного напряжения (ΔV) и коэффициента отражения (ΔS_{11}) от интенсивности освещения имеют одинаковый характер и связаны соотношением $\Delta S_{11} / \Delta V \approx 0{,}2$ дБ/мВ.

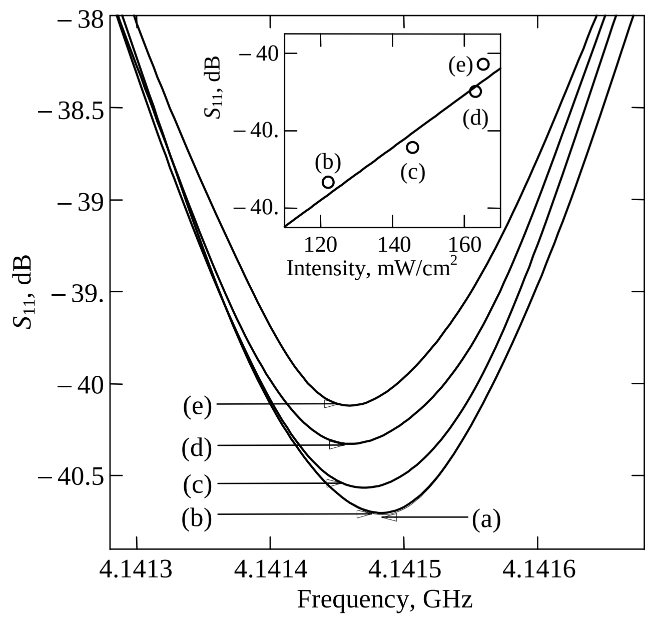

Рис.3. Частотные зависимости коэффициента отражения СВЧ БПМ при различных значениях интенсивности освещения белым светом: (a) – темновой режим, (b) – 122 мВт/см², (c) – 146 мВт/см², (d) – 163 мВт/см², (e) – 166 мВт/см². На вставке – зависимость коэффициента отражения на резонансной частоте от интенсивности освещения.

На рис.4 приведены частотные зависимости коэффициента отражения S_{11} от солнечного элемента для различных длин волн падающего света при фиксированной интенсивности освещения 166 мВт/см², а на вставке – зависимости значения S_{11} на резонансной частоте от длины волны светового излучения. Сплошная линия здесь соответствует расчетам по формулам (1)–(3), а кружками отмечены экспериментальные значения. Так как интенсивность освещения на всех длинах волн поддерживалась неизменной, то причиной подобного поведения является частотная зависимость коэффициента поглощения фотонов η. Из экспериментальных зависимостей выявлено, что длинам волн освещения 460 нм; 526 нм; 590 нм и 625 нм соответствуют значения коэффициента поглощения фотонов 0.31; 0.36; 0.25; 0.19. Частотные зависимости коэффициента отражения и выходного напряжения элемента находятся в полном согласии.

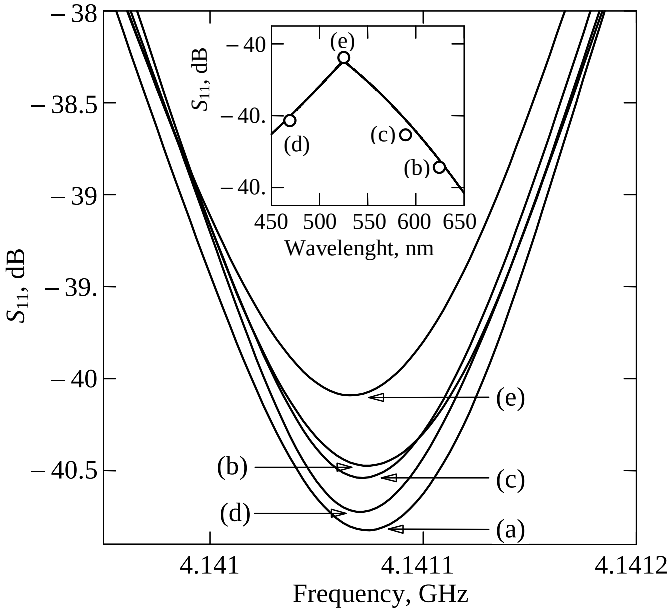

Рис.4. Частотные зависимости коэффициента отражения СВЧ БПМ при различных значениях длин волн падающего света с фиксированной интенсивностью 166 мВт/см^2: (a) – темновой режим, (b) – 625 нм, (c) – 590 нм, (d) – 460 нм, (e) – 526 нм. На вставке – зависимость значения коэффициента отражения на резонансной частоте от длины волны падающего света.

Из приведенных данных следует, что зависимости изменения коэффициента отражения зонда СВЧ БПМ от интенсивности и длины волны освещения солнечного элемента характеризуются крутизной $\Delta S_{11}/\Delta I = 0.014$ дБ/мВт·см$^{-2}$ и $\Delta S_{11}/\Delta\lambda = \pm 0.0063$ дБ/нм, а отношение сигнал/шум составляет 25.4 дБ и 17.4 дБ, соответственно.

4. Заключение

Таким образом, метод ближнеполевой СВЧ микроскопии может быть успешно применен для исследования солнечных элементов. Благодаря высокой чувствительности и малым размерам зонда метод позволяет бесконтактным образом исследовать не только интегральные параметры солнечных элементов, но и их локальные неоднородности.

В заключение автор выражает благодарность профессору Согангского университета (Сеул) К. Ли за поддержку и помощь в проведении работы, а также А. Кечиянцу и А. Ахумяну за плодотворные обсуждения результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **T.Kirchartz, U.Rau, et al.** Thin Solid Films, **515**, 6238 (2007).
2. **J.Thongprona et al.** Sol. Energy Mater. Sol. Cells, **90**, 3078 (2006).
3. **D.Pysch, A.Mette, S.W.Glunz.** Sol. Energy Mater. Sol. Cells, **91**, 1698 (2007).
4. **W.Brutting.** Physics of Organic Semiconductors, Weinheim, Wiley-VCH, 2005.
5. **M.Abu-Teir, M.Golosovsky, D.Davidov, et al.** Rev. Sci. Instrum., **72**, 2073 (2001).
6. **J.Kim, M.S.Kim, K.Lee, J.Lee, D.Cha, B.Friedman.** Meas. Sci. Technol., **14**, 7 (2003).
7. **S.Dutta, C.Vlahacos, D.Steinhauer, et al.** Appl. Phys. Lett., **74**, 156 (1999).
8. **B.Knoll, F.Keilmann, A.Kramer, R.Guckenberger.** Appl. Phys. Lett., **70**, 2667 (1997).
9. **M.Tabib-Azar, P.Pathak, G.Ponchak, S.Le Clair.** Rev. Sci. Instrum., **70**, 2783 (1999).
10. **A.Lann, M.Golosovsky, D.Davidov, A.Frenkel.** Appl. Phys. Lett., **73**, 2823 (1998).
11. **A.Hovsepyan, H.Lee, T.Sargsyan, H.Melikyan, Y.Yoon, A.Babajanyan, B.Friedman, K.Lee.** Ultramicroscopy, **108**, 1058 (2008).
12. **L.Hao, J.Gallop.** IEEE Trans. Appl. Supercond., **9**, 1944 (1999).

D.M.Pozar. Microwave Engineering, New York, Addison-Wesley, 1990.

ԱՐԵՎԱՅԻՆ ՄԱՐՏԿՈՑԻ ՏԵՂԱՅԻՆ ՖՈՏՈՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՄՈՏԻԿ ԴԱՇՏԻ ՄԻԿՐՈԱԼԻՔԱՅԻՆ ՄԱՆՐԱԴԻՏԱԿԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Ա.Բ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ

Մոտիկ դաշտի միկրոալիքային մանրադիտակի (ՄԴՄՄ) եղանակով հետազոտված է արևային մարտկոցի տեղային ֆոտոհաղորդականությունը ենթամակերևութային շերտում: Արևային մարտկոցի ֆոտոհաղորդականության կախվածությունը արտաքին լույսի ալիքի երկարությունից և ինտենսիվությունից որոշվել է ՄԴՄՄ-ի 4.1 ԳՀց հաճախության դիէլեկտրական ռեզոնատորի անդրադարձման գործակցի չափումներից:

EVALUATION OF SOLAR CELL LOCAL PHOTOCONDUCTIVITY BY A NEAR-FIELD MICROWAVE MICROSCOPE

A.B. HOVSEPYAN

A near-field microwave microscope (NFMM) technique has been used to study the evolution of the photoconductivity in the subsurface layer of solar cells. The dependence of photoconductivity on the incident light wavelength and intensity was determined by measuring the change of reflection coefficient of the microscope at an operating frequency near 4.1 GHz.

Известия НАН Армении, Физика, т.44, №4, с.265-272 (2009)

УДК 535.14

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА ДЛЯ КВАЗИЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ

Г.Ю. КРЮЧКЯН

Ереванский государственный университет, Армения

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 27 декабря 2008 г.)

Поляризация вакуума для атомной системы в лазерном поле рассмотрена в представлении квазиэнергетических состояний как радиационная поправка к квазиэнергии. Показано, что лазерные эффекты отсутствуют в поляризационной фермионной петле в случае резонансного перемешивания атомных уровней. Обсуждается перспективность исследования лазерных эффектов в поляризации вакуума мюонных атомов.

1. Введение

Настоящая статья посвящена исследованию КЭД радиационных поправок к атомным уровням энергий в присутствии интенсивного лазерного поля. Результаты в этом направлении, полученные в работах [1-7], посвящены в основном исследованию собственно-энергетической радиационной поправки, в которой фотон виртуально излучается и поглощается связанным в атоме электроном. Собственно-энергетическая часть является доминирующей в лэмбовском сдвиге водородоподобных атомов. Другим КЭД эффектом, дающим вклад в радиационный сдвиг атомных уровней, является, как известно, поляризация вакуума, обусловленная виртуальным процессом рождения электрон-позитронной пары. Вклад поляризации вакуума в радиационный сдвиг превалирует над собственно-энергетической частью для некоторых простейших атомных систем. Наиболее известной из них является мюонный водород (μH), в котором сравнительно большое значение поляризации вакуума определяется малым отношением массы электрона к массе мюона: $m/m_{\mu} = 4.836\times10^{-3}$. Как известно, свойства вакуума изменяются в присутствии сильных электромагнитных полей [8]. С теоретической точки зрения явление поляризации вакуума в интенсивных, не зависящих от времени полях, включая сильное кулоновское ($Z\alpha > 1$) и постоянные однородные электромагнитные поля, хорошо исследовано (см. [9]). Анализ тензора поляризации вакуума для электрона в скрещенном электрическом и магнитном полях, а также в лазерном поле приведен соответственно в работах [10-12]. Дисперсия фотона в присутствии плоской интенсивной волны и дифракция света в стоячей электромагнитной волне рассматривались в [11-13] и в [14], соответственно. Значительно меньше исследований посвящено поляризации вакуума для связанного электрона в интенсивном лазерном поле. Это явление рассмотренно недавно [15] во втором порядке теории возмущений по кулоновскому полю.

Настоящее исследование является продолжением работ [1,7] и посвящено рассмотрению поляризации вакуума на основе квазиэнергетических состояний (КЭС) атома в лазерном поле. Такой подход позволяет ввести квазиэнергии и провести вычисление КЭД радиационных сдвигов атомных уровней, обусловленных поляризацией вакуума, как вычисление КЭД сдвигов квазиэнергий. Как известно [16], КЭС имеют периодическую зависимость от времени; это позволяет существенно упростить вычисления радиационных поправок, сведя исследование такой сложной проблемы как поляризация вакуума в комбинированном кулоновском и лазерном полях к решению стационарной задачи.

Статья построена следующим образом. В разделе 2 получены общие результаты для эффективного потенциала, обусловленного поляризацией вакуума в представлении КЭС. В разделе 3 поляризация вакуума исследуется в случае резонансного взаимодействия атомной системы с лазерным полем. В разделе 4 приводится качественное обсуждение лазерных эффектов в поляризации вакуума для мюонных атомных систем.

2. Поляризация вакуума в представлении КЭС

Как известно, для произвольного многоуровневого атома в периодическом по времени внешнем поле можно ввести понятия квазиэнергий E_n и КЭС как решения уравнений Шредингера или Дирака. В настоящем разделе явление поляризации вакуума в комбинированном кулоновском и лазерном полях сформулировано на языке квазиэнергий и КЭС.

Следуя результатам работ [1,7], для КЭД радиационного сдвига квазиэнергии, который обусловлен вкладом поляризации вакуума, получаем

$$\Delta E_n = \left\langle\left\langle \overline{\phi}_n \right| \gamma_\mu A_\mu^{eff} \left| \phi_n \right\rangle\right\rangle = \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} dt \int d^3 r \overline{\phi}_n(r,t)\gamma_\mu A_\mu^{eff}(r,t)\phi_n(r,t). \qquad (1)$$

Здесь $\phi_n(x)$ – квазиэнергетическая волновая функция электрона в кулоновском и лазерном полях, удовлетворяющая условию периодичности $\phi_n(r,t+T) = \phi_n(r,t)$, ($T = 2\pi/\omega$, ω – частота лазерного поля) и уравнению

$$\left(H_S - i\frac{\partial}{\partial t}\right)\phi_n(r,t) = E_n\phi_n(r,t) \qquad (2)$$

с гамильтонианом

$$H_S = \boldsymbol{\alpha}(\mathbf{p} - e\mathbf{a}) + \beta m - eU(r), \qquad (3)$$

где $\boldsymbol{\alpha}$, β – матрицы Дирака, $\mathbf{a}$ – вектор-потенциал лазерного поля, $U(r)$ – кулоновский потенциал, E_n – квазиэнергия. Эффективный потенциал, описывающий поляризацию вакуума, выражается через функцию распространения связанного электрона в лазерном поле S_F и функцию распространения фотона следующим образом:

$$A_{\mu}^{eff}\left(x\right)=4\pi i\alpha\int\limits_{t_0}^{t}D_{\mu\nu}\left(x-x'\right)T_2\left[\gamma_{\nu}S_F\left(x,x'\right)\right]\Big|_{x=x'}. \qquad (4)$$

Здесь квадратные скобки означают симметричный предел $x\to x'$, $D_{\mu\nu}$ – функция распространения фотона.

Разложим эффективный потенциал по гармоникам, используя Фурье-преобразование функции распространения фотона и условие периодичности квазиэнергетических волновых функций

$$A_{\mu}^{eff}\left(r,t\right)=\sum_{S=-\infty}^{\infty}e^{iS\omega t}A_{\mu}^{(S)}\left(\mathbf{r}\right). \qquad (5)$$

В этом разложении парциальные, не зависящие от времени компоненты эффективного потенциала равны

$$A_{\mu}^{(S)}\left(\mathbf{r}\right)=-e\int d^3r'\frac{j_{\mu}^{(S)}\left(\mathbf{r}'\right)}{\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right|}\exp\left[i\sqrt{\left(S\omega\right)^2+i\delta}\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right|\right], \qquad (6)$$

где

$$j_{\mu}^{(S)}\left(\mathbf{r}\right)=\frac{e}{T}\int\limits_{-T/2}^{T/2}dte^{-iS\omega t}\mathrm{Tr}\left[\gamma_{\mu}j_{\mu}S_F\left(\mathbf{r},t;\mathbf{r},t\right)\right] \qquad (7)$$

и $\delta\to 0$. Величина $j_{\mu}^{(S)}\left(r\right)$ есть независящая от времени S-тая гармоника тока, обусловленная поляризацией вакуума в кулоновском и лазерном полях.

При получении этого результата предполагается, что внешние поля (кулоновское и лазерное) меньше их критических значений и, следовательно, не приводят к реальному рождению электрон-позитронной пары. Таким образом, фермионный вакуум является стабильным. Отметим также, что выражения (1), (5)–(7) в явном виде не содержат спектр квазиэнергии в отличие от собственно-энергетической части (см. [1,7]).

Сравнивая два подхода к исследованию радиационных поправок к атомным уровням в присутствии лазерного поля, основанных на КЭС [16] и состояниях «одетого атома» [17], отметим, что первый подход кажется более привлекательным для исследования поляризации вакуума. Действительно, в представлении КЭС состояния с отрицательной энергией электрона появляются естественным путем, как решения уравнения Дирака (2), (3). Кроме того, в КЭС подходе эффективный потенциал удается выразить через функцию распространения электрона, что невозможно в представлении состояний одетого атома. Тем не менее, отметим, что полное вычисление КЭД радиационного сдвига по формулам (1)–(7) не представляется возможным на сегодняшнем этапе. Такое вычисление подразумевает решение уравнения Дирака (2), (3) для связанного электрона в лазерном поле, которое до последнего времени не достигнуто. Однако, формулы (1) и (5)–(7) приводят к выражению для радиационных сдвигов квазиэнергий

$$\Delta E_n = \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} dt e^{iS\omega t}\int d^3 r \overline{\phi}_n\left(r,t\right)\gamma_\mu A_\mu^{(S)}\left(r\right)\phi_n\left(r,t\right), \tag{8}$$

которое справедливо для произвольной атомной системы в периодическом по времени внешнем поле. Это выражение удобно для различных физических интерпретаций и приближенных вычислений.

В следующем разделе поляризация вакуума рассматривается в случае резонанса между частотой лазерного поля и частотой перехода между двумя атомными состояниями.

3. Поляризация вакуума для атомных систем в резонансном лазерном поле

Рассматривая резонансное взаимодействие в атомном переходе, $\left|\varphi_1\right\rangle \to \left|\varphi_2\right\rangle$, под действием лазерного поля с частотой $\omega \approx \omega_2 - \omega_1$, полагаем также, что атомный зарядовый номер меньше критического, т.е. $Z < Z_{cr}$, и таким образом связанные состояния с отрицательной энергией, $-mc^2 < E < 0$, отсутствуют. В нерелятивистском случае гамильтониан взаимодействия одноэлектронного атома с внешним лазерным полем имеет вид

$$H_S = \left(1/2m\right)\left(\mathbf{p} - e\mathbf{a}\right)^2 - eU\left(r\right), \tag{9}$$

и в резонансном приближении при $\delta = \omega_{21} - \omega << \omega_{21}$ квазиэнергетические волновые функции равны

$$\begin{aligned} \phi_1\left(r,t\right) &= a\varphi_1\left(r\right) + b\varphi_2\left(r\right)e^{-i\omega t}, \\ \phi_2\left(r,t\right) &= -b^*\varphi_1\left(r\right)e^{i\omega t} + a\varphi_2\left(r\right). \end{aligned} \tag{10}$$

В этих выражениях $a = \sqrt{\left(1+\delta/\Omega\right)/2}$, $\left|b\right| = \sqrt{\left(1-\delta/\Omega\right)/2}$, $\Omega = \sqrt{\delta^2 + 4\left|V\right|^2}$ и матричный элемент взаимодействия равен $V = \left(e/m\right)\left\langle\varphi_1\left|\mathbf{a}_0\mathbf{p}\right|\varphi_2\right\rangle$, где $\mathbf{a}_0$ – амплитуда лазерного поля.

Перейдем к вычислению сдвига квазиэнергий

$$E_1 = \omega_1 + \left(\delta - \Omega\right)/2,\ E_2 = \omega_2 - \left(\delta - \Omega\right)/2. \tag{11}$$

Для этого вначале представим выражение (1) в виде

$$\Delta E_n = \Delta E_n^c + \left\langle\left\langle\overline{\phi}_n\left|\Delta\hat{A}\right|\phi_n\right\rangle\right\rangle \tag{12}$$

$\left(n=1,2\right)$, где ΔE_n^c – есть сдвиг, обусловленный только лишь поляризацией вакуума за счет кулоновского поля $eU\left(r\right)$,

$$\Delta E_n^c = \left\langle\left\langle\phi_n\left|A_c\right|\phi_n\right\rangle\right\rangle, \tag{13}$$

который выражается через обычный стационарный эффективный кулоновский потенциал A_c [18] и $\Delta\hat{A}=\hat{A}^{eff}-\gamma_0 A_c$. С помощью выражений (10) непосредственно получаем

$$\begin{aligned} \Delta E_1^c &= n_1\delta_1 + n_2\delta_2, \\ \Delta E_2^c &= n_1\delta_2 + n_2\delta_1, \end{aligned} \tag{14}$$

где $n_{1,2}=(1\pm\delta/\Omega)/2$ – населенности атомных состояний $|\varphi_1\rangle$ и $|\varphi_2\rangle$ в КЭС $|\phi_1\rangle$, а величины

$$\delta_n = \int \varphi_n^+(r) A_c(r) \varphi_n(r) d^3 r \tag{15}$$

$(n=1,2)$ определяют радиационные сдвиги атомных уровней ω_1 и ω_2, которые обусловлены поляризацией вакуума в кулоновском поле. Следует отметить, что выражение (15) было исследовано в виде разложения по параметру $Z\alpha$ для некоторых простейших атомных систем (см., напр., [18]). В таком разложении, как известно, расходимости появляются в члене порядка $\alpha(Z\alpha)$ в потенциале Уленбека, и ренормализационная процедура касается именно этого вклада. Таким образом, второй член в выражении (12) является конечным, т.к. расходящиеся части в нем сокращаются.

Легко проверить, что вклады ΔE_1^c и ΔE_2^c в полные радиационные сдвиги $\Delta E_{1,2}$ ведут к процедуре перенормировки атомных уровней энергий ω_1 и ω_2 в квазиэнергиях E_1 и E_2, как и в случае собственно-энергетической части (см. [7]). Действительно, из (11) и (14) для $n=1,2$ получаем

$$E_n + \Delta E_n^c = E_{nR}, \tag{16}$$

где E_{1R} и E_{2R} – перенормированные квазиэнергии (т.е. $E_{1R}=\omega_{1R}+(\varepsilon_R-\Omega_R)/2$, $E_{2R}=\omega_{2R}+(\varepsilon_R-\Omega_R)/2$), в которых $\omega_{nR}=\omega_n+\delta_n$, $\delta_R=\omega_{2R}-\omega_{1R}-\omega$. Таким образом, общее перенормированное выражение для сумм квазиэнергий и радиационных сдвигов приобретает вид

$$E_n + \Delta E_n = E_{nR} + \delta E_n, \tag{17}$$

где сдвиг δE_n определен следующим образом:

$$\delta E_n = \left\langle\left\langle \bar{\phi}_n \middle| \hat{A}^{eff} - \gamma_0 A_c \middle| \phi_n \right\rangle\right\rangle \tag{18}$$

и содержит эффекты интенсивности лазерного поля в поляризацию вакуума. Как было отмечено выше, это выражение не содержит расходимости и обращается в нуль при $a_0 \to 0$.

Как показывают вычисления, поляризация вакуума в кулоновском поле не изменяется вследствие дополнительного взаимодействия атома с лазерным полем, однако она может измениться в случае, когда имеет место резонансное перемешивание стационарных атомных состояний, т.е. $\delta E_1 = \delta E_2 = 0$ для волновых функций (10).

Действительно, рассматривая величину $\mathrm{Tr}\left[\gamma_0 S_F\left(r,t;r,t\right)\right]$ для одинаковых времен (см. выражение (4)) легко убедиться, что сумма по КЭС сводится к аналогичной сумме по атомным стационарным состояниям, т.е.

$$\sum_{n=1,2}\phi_n^+\left(r,t\right)\phi_n\left(r,t\right)=\sum_{n=1,2}\varphi_n^+\left(r\right)\varphi_n\left(r\right) \tag{19}$$

для состояний с положительными энергиями. В итоге, вакуумная плотность заряда КЭС $\rho\left(r,t\right)$ сводится к известному выражению Швингера для плотности заряда, обусловленного только кулоновским потенциалом:

$$\rho\left(\mathbf{r}\right)=-\frac{e}{2}\left(\sum_{n^{(+)}}\varphi_n^+\left(\mathbf{r}\right)\varphi_n\left(\mathbf{r}\right)-\sum_{n^{(-)}}\varphi_n^+\left(\mathbf{r}\right)\varphi_n\left(\mathbf{r}\right)\right). \tag{20}$$

На языке диаграмм Фейнмана для поляризации вакуума это означает, что в случае перемешивания атомных состояний лазерные эффекты исчезают в фермионной петле, но остаются в фермионных линиях.

Таким образом, можно заключить, что перемешивание дискретных атомных состояний не приводит к лазерным эффектам в фермионной вакуумной петле; такие эффекты обусловлены состояниями с непрерывным спектром связанного электрона в лазерном поле. Исследование таких эффектов проведено в рамках теории возмущений по кулоновскому и лазерному полям [15].

4. Качественный анализ поляризации вакуума для мюонных атомных систем в лазерном поле

Как известно, вклад поляризации вакуума в радиационный сдвиг атомных уровней превышает вклад собственно-энергетической части для мюонных атомных систем, таких как, например, мюонный водород (μH). Лэмбовский сдвиг для перехода $2P-2S$ атома μH равен $\Delta E\left(2P-2S\right)=1.508$ мэВ [19]. Лэмбовские сдвиги для различных мюонных атомов были исследованы в серии работ (см. обзорную статью [20]). Таким образом, сверхточные спектроскопические измерения энергетических уровней мюонных атомов и ионов с большим зарядом представляют прекрасную возможность исследования явления поляризации вакуума. В настоящем разделе приводятся аргументы в пользу точки зрения, что мюонные атомы не только представляют собой уникальные системы для исследования явления поляризации вакуума в кулоновском поле, но также могут быть удобны для исследования лазерных эффектов в этом явлении. Такие лазерно-зависящие эффекты могут появиться в электронной петле уже в низшем порядке теории возмущений по параметру $Z\alpha$. Такая доминирующая диаграмма показана на рис.1, где петля состоит из функции распространения электрона во внешнем лазерном поле, а двойные линии указывают КЭС мюонного атома. Соответствующий эффективный потенциал (4) имеет следующий вид:

$$A_\mu^{eff}\left(x\right)=\int D_{\mu\nu}\left(x-x'\right)\Pi_{\nu\rho}\left(x',x''\right)A_\rho^{ext}\left(x''\right)d^4x'd^4x'', \tag{21}$$

где $\Pi_{\nu\rho}\left(x',x''\right)$ есть поляризационный тензор в присутствии внешнего лазерного поля и $A_{\rho}^{ext}(x) = \delta\rho_0 U(\mathbf{x})$ определяет кулоновский потенциал. Рассмотрим вначале параметры взаимодействия, которые характеризуют эту диаграмму. Как известно, напряженность характерного атомного электрического поля равна $F_e = \eta^3 / e\hbar m$, где $\eta = \alpha mc$ есть характерный импульс связанного электрона. Для мюонного атома характерная напряженность поля равна $F_\mu = (m_\mu / m)^2 F_e$, т.е. превышает величину F_e, а отношение характерных ионизационных потенциалов для мюонного и электронного атомов равно $I_\mu / I_e \approx m_\mu / m$. Таким образом, мюонный атом под действием внешнего поля остается стабильным (для временных интервалов, меньших времени жизни мюона, $t \le 10^{-6}$ с) для более интенсивных лазерных полей, чем электронные атомы. Это обстоятельство делает мюонные атомы удобными для исследования лазерно-зависящих эффектов в поляризации вакуума. Взаимодействие лазерного поля с электроном в вакуумной петле диаграммы рис.1 определяется параметром $x_e = \frac{ea}{mc^2} = \alpha^3 \frac{mc^2}{\hbar\omega}\frac{F}{F_e}$, где F – напряженность лазерного поля. Этот параметр в α раз меньше, чем параметр $\xi_e = eF/\alpha\omega mc$, который описывает взаимодействие связанного атомного электрона с лазерным полем.

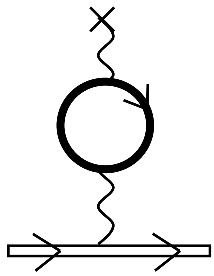

Рис.1. Диаграмма поляризации вакуума в кулоновском и лазерном полях в низшем приближении по взаимодействию с кулоновским полем (линия с крестиком). Двойные линии определяют КЭС мюона. Вакуумная петля описывает электрон в лазерном поле.

Поэтому, даже для критических полей $F \approx F_e$, когда нелинейные КЭД эффекты существенны ($\xi_e \approx 1$), параметр x_e взаимодействия вакуумного электрона с лазерным полем все еще достаточно мал ($x_e \le 1/137$). Другая ситуация реализуется для мюонного атома с электронной вакуумной петлей (см. рис.1). В этом случае $x_e = \alpha(m_\mu / m)\xi_\mu \approx 1{,}3\xi_\mu$, где параметр $\xi_\mu = eF/\alpha\omega m_\mu c$ описывает взаимодействие связанного в атоме мюона с лазерным полем.

Таким образом, в области критических полей для мюонных атомов ($\xi_\mu \approx 1$) лазерные эффекты в вакуумной электронной петле также могут быть существенными, так как $x_e \approx 1$.

Рассмотрим вклады различных диаграмм рис.1 в разложении по параметру x_e. Низшее приближение в вакуумной петле соответствует потенциалу Уленбека, вклад которого сокращается в выражениях (18). В следующем порядке электронная петля содержит два дополнительных взаимодействия с лазерными фотонами. Таким образом полевая часть сдвига (см. формулы (17), (18)) имеет малость $\delta E_n \approx x_e^2 \delta_n \approx \xi_\mu^2 \delta_n$, т.е. малость по порядку величины, квадратичную по параметру ξ_μ, по сравнению с чисто кулоновским вкладом в поляризацию вакуума. Для сравнения отметим, что в собственно-энергетической части радиационного сдвига лазерные эффекты по порядку величины лишь на фактор, линейный по параметру ξ_e, меньше по сравнению с соответствующим лэмбовским сдвигом.

Автор выражает благодарность В.И. Ритусу, U.D. Jentschura, J. Evers, and Ch.H. Keitel за многочисленные обсуждения. Работа была поддержана CRDF/NFSAT, грант UCEP 02/07 и МНТЦ, гранты A-1451и A-1606.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Г.Ю.Крючков.** ЖЭТФ, **83**, 1992 (1982).
2. **U.D.Jentschura, J.Evers, M.Haas, Ch.H.Keitel.** PRL, **91**, 253601 (2003).
3. **U.D.Jentschura, Ch.H.Keitel.** Ann. Phys. (N4), **310**, 1 (2004).
4. **J.Evers, U.D.Jentschura, Ch.H.Keitel.** PR, **A70**, 062111 (2004).
5. **U.D.Jentschura, J.Evers, Ch.H.Keitel.** Laser Physics, **15**, 37 (2005).
6. **G.Yu.Kryuchkyan, U.D.Jentschura, et al.** Modern Optics, **54**, 1481 (2007).
7. **Г.Ю.Крючкян.** Известия НАН Армении, Физика, **44**, 176 (2009).
8. **W.Dittrich, H.Gies.** Probing the Quantum Vacuum. Berlin, Springer-Verlag, 2000.
9. **В.И.Ритус.** Квантовая электродинамика явлений в интенсивном поле. Труды ФИАН, **111,** Москва, Наука, (1979); Journal of Soviet Laser Research, **6,** 497-618 (1985); **V.I.Ritus.** Sov. Phys. JETP, **42,** 774 (1976); **46**, 423 (1978).
10. **S.L.Adler.** Ann. Phys. NY, **67,** 599 (1971).
11. **W.Becker, H.Mitter.** J. Phys., **A8**, 1638 (1975).
12. **V.N.Baier, A.I.Mil'stein, V.M.Strakhovenko.** Sov. Phys. JETP, **42**, 961 (1976).
13. **E.B.Aleksandrov, A.A.Ansel'm, A.N.Moskalev.** Sov. Phys. JETP, **62**, 680 (1986).
14. **A.Di Piazza, K.Z.Hatsagortsyan, C.H.Keitel.** Phys. Rev. Lett., **97**, 083603 (2006).
15. **A.I.Milstein, I.S.Terekhov, et al.** Phys. Rev., **A72**, 052104 (2005).
16. **N.B.Delone, V.P.Krainov.** Atom in strong laser fields. Springer ser. Chem. Phys., v. **28**. Berlin-Heidelberg, Springer, 1985.
17. **C.Cohen-Tannoudji, J.Dupout-Roc, G.Grynberg.** Atom-Photon Interactions. New York, J. Wiley and Sons, 1992.
18. **P.J.Mohr, B.N.Taylor.** Rev. Mod. Phys., **72**, 351 (2000).
19. **K.Pachucki.** Phys. Rev., **A53**, 2092 (1996).
20. **E.Borie, G.A.Rinker.** Rev. Mod. Phys., **54**, 67 (1982).

VACUUM POLARIZATION FOR QUASI-ENERGY ATOMIC STATES

G.Yu. KRYUCHKYAN

Vacuum polarization for atomic systems in the laser field is considered in the representation of quasi-energetic states as the radiative correction to quasi-energies. It is shown that the laser effects in the vacuum electronic loop are vanished in the case of resonant mixing of atomic states. The laser effects in the vacuum polarization of muonic atoms are discussed.

Известия НАН Армении, Физика, т.44, №4, с.273-284 (2009)

УДК 621.373

СПЕКТРАЛЬНОЕ УШИРЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ В НЕСКОЛЬКО ОПТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ПЛАВЛЕНОМ КВАРЦЕ

Д.Л. ОГАНЕСЯН[1], В.О. ЧАЛТЫКЯН[2], А.С. МАРТИРОСЯН[2]

[1]Ереванский государственный университет, Армения

[2]Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 9 января 2009 г.)

Приведены результаты теоретического исследования нелинейного распространения в плавленом кварце лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний. Конечно-разностным методом численно проинтегрирована система нелинейных уравнений Максвелла, описывающих распространение линейно-поляризованного импульса с центральной длиной волны в области нулевой дисперсии (λ_0 = 1.27 мкм) и длительностью 20 фс. Рассчитана эволюция спектра лазерного импульса, получены зависимости смещения его спектрального максимума как от напряженности электрического поля, так и от длины среды.

1. Введение

Для генерации спектрального суперконтинуума лазерным импульсом, распространяющимся в нелинейной среде, основным фактором является наличие зависящей от интенсивности лазерного излучения добавки к показателю преломления в среде с нелинейностью керровского типа. Такая добавка приводит в случае коротких лазерных импульсов к его фазовой самомодуляции. В приближении, учитывающем лишь первый порядок дисперсии материала, временное самовоздействие лазерного импульса приводит к симметричному уширению его спектра. Однако имеется ряд физических механизмов, приводящих к асимметрии спектрального уширения уже при умеренных интенсивностях лазерного импульса. Три наиболее важных механизма связаны с пространственным самовоздействием, образованием ударного фронта огибающей и конечным временем нелинейно-оптического отклика среды. Пространственное самовоздействие связано с керровской нелинейностью среды [1]. Образование ударного фронта огибающей лазерного импульса обусловлено зависимостью групповой скорости импульса от интенсивности [2]. Эффекты, связанные с конечным временем нелинейного отклика среды, становятся особенно заметными для импульсов с длительностью в несколько оптических колебаний, для которых необходимо учитывать запаздывание нелинейного отклика, что эквивалентно учету дисперсии нелинейности среды в частотном представлении [3]. Лазерный импульс, распространяющийся в среде с запаздывающей нелинейностью, испытывает низкочастотный сдвиг. Это означает, что спектральное уширение, индуцируемое запаздывающей нелинейностью, эквивалентно комбинационному рассеянию. При возбуждении комбинационного резонанса лазерным импульсом длительностью в несколько оптических колебаний, сдвинутая на частоту молекулярных колебаний спектральная компонента поля, т. е. стоксова компонента, содержится уже в самом импульсе. Процесс комбинационного рассеяния в этом случае носит характер своеобразного комбинационного самовоздействия. За счет возбуждения молекулярных колебаний происходит перераспределение энергии в спектре импульса, а это приводит к смещению максимума в длинноволновую область [4]. При распространении в изотропной нелинейной среде лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний с центральной длиной волны в области с нулевой дисперсией, дисперсионные эффекты в начале процесса распространения будут определяться членами высшего порядка, начиная с кубичной, в разложении коэффициента преломления. Однако в процессе распространения импульса происходит смещение центральной длины волны вследствие спектрального уширения, обусловленного как безынерционной, так и инерционной нелинейностью среды. Это приводит к тому, что по мере распространения импульса в среде дисперсионное расплывание определяется также членом второго порядка в разложении коэффициента преломления.

Для лазерных импульсов длительностью в несколько оптических колебаний привычное понятие огибающей импульса теряет смысл. Поэтому в последние годы для описания распространения импульсов, состоящих не более чем из десяти осцилляций поля, которые принято называть предельно-короткими, применяется приближение, более корректное, чем приближение медленно меняющихся амплитуд. В рамках этого приближения анализируются уравнения, описывающие эволюцию напряженности электрического поля импульса, а не ее огибающей [5,6].

Вместе с тем повышенный интерес к конечно-разностным методам прямого численного интегрирования по времени системы уравнений Максвелла, наблюдающийся в последнее время в области исследований фемтосекундных процессов, объясняется тем, что такой подход позволяет достаточно просто моделировать широкий диапазон явлений нелинейной оптики лазерных импульсов длительностью в несколько оптических колебаний, базируясь лишь на информации об оптических свойствах самой среды. Этот метод достаточно универсален и позволяет моделировать как простейший случай свободного пространства, так и различные комбинации нелинейных и дисперсионных сред [7,8]. В работе [9] приведены результаты теоретического исследования комбинационного самовоздействия лазерных импульсов длительностью в несколько оптических колебаний с центральными длинами волн в области как нормальной, так и аномальной дисперсии, распространяющихся в плавленом кварце. Для описания процесса нелинейного взаимодействия лазерного импульса с плавленым кварцем используется конечно-разностный метод прямого численного интегрирования по времени системы уравнений Максвелла.

В настоящей работе исследовано перераспределение энергии в спектре лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний, распространяющегося в плавленом кварце. Проведено численное моделирование распространения линейно-поляризованного гауссова импульса с центральной длиной волны в области нулевой дисперсии (λ_0 = 1.27 мкм) плавленого кварца. Рассчитана эволюция спектра и временного профиля импульса. Получена зависимость мгновенной частоты импульса от времени при различных значениях амплитуды электрического поля импульса и длины среды.

Получено, что при распространении гауссова импульса длительностью 20 фс с напряженностью электрического поля 3.9 ГВ/м в плавленом кварце длиной 1.7 мм слабая по сравнению с электронной рамановская нелинейность плавленого кварца приводит к уменьшению центральной частоты формируемого спектрального континуума на 1.7 %.

2. Математическая модель процесса распространения лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в плавленом кварце

Распространение линейно-поляризованного плоского волнового пакета в изотропной нелинейной диспергирующей среде в направлении оси z будем описывать в рамках следующей системы уравнений Максвелла для напряженностей электрического и магнитного полей:

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_x}{\partial t} &= -\frac{\partial H_y}{\partial z}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial E_x}{\partial z}. \end{aligned} \qquad (1)$$

Связь между напряженностью электрического поля E_x и электрической индукцией D_x определяется из материального уравнения, в котором последовательно учитываются линейная дисперсия среды, а также керровская и рамановская комбинационные нелинейности:

$$D_x = \varepsilon_0 E_x + P_{xL} + P_{xNL}\,, \qquad (2)$$

где P_{xL} и P_{xNL} – соответственно, линейная и нелинейная части поляризации среды.

Известно [2], что линейная восприимчивость плавленого кварца определяется формулой

$$\chi^{(1)}(\omega) = n^2(\omega) - 1 = \sum_{i=1}^{3} b_i\omega_i^2 \Big/ \left(\omega_i^2 - \omega^2\right), \qquad (3)$$

где b_1 = 0.6961663, b_2 = 0.4079426, b_3 = 0.897479, λ_1 = 0.0684043 мкм, λ_2 = 0.1162414 мкм, λ_3 = 9.896161 мкм, $\lambda_i = 2\pi\, c/\omega_i$.

В соответствии с (3), линейный отклик среды определяется выражением

$$P_{xL}(\omega)=\varepsilon_0 E_x(\omega)\sum_{i=1}^{3}\frac{b_i\omega_i^2}{\omega_i^2-\omega^2}\equiv\sum_{i=1}^{3}P_{ixL}(\omega)\,. \qquad (4)$$

Уравнение (4) можно представить в виде системы дифференциальных уравнений

$$\left(1/\omega_i^2\right)\left(\partial^2 P_{ixL}/\partial t^2\right)+P_{ixL}=\varepsilon_0 b_i E_x(t)\,, \qquad (5)$$

где $i = 1, 2, 3$.

Уравнения (4), (5) описывают линейные дисперсионные свойства среды в полосе прозрачности в соответствии с классической моделью Лоренца.

Нелинейный отклик среды, с учетом керровской и рамановской нелинейностей, можно представить в виде

$$P_{xNL}(t)=\varepsilon_0\chi_0^{(3)}E_x(t)\int_{-\infty}^{t}g(t-\tau)E_x^2(\tau)\,d\tau\,, \qquad (6)$$

где $\chi_0^{(3)}$ – коэффициент керровской нелинейности,

$$g(t)=\alpha\delta(t)+(1-\alpha)\,g_R(t)\,, \qquad (7)$$

$$g_R(t)=\left[\left(\tau_1^2+\tau_2^2\right)/\tau_1\tau_2^2\right]\exp(-t/\tau_2)\sin(t/\tau_1)\,, \qquad (8)$$

$\alpha = 0.7$ – безразмерный коэффициент, определяющий долю керровской нелинейности по отношению к полному нелинейному вкладу в поляризацию среды, $\delta(t)$ – дельта-функция Дирака, $g_R(t)$ – рамановский отклик среды, $\tau_1 = 12.2$ фс, $(_2 = 32$ фс.

Первое слагаемое в правой части уравнения (7) описывает керровскую безынерционную нелинейность среды, а второе слагаемое – рамановскую инерционную.

С учетом (7) выражение (6) может быть представлено в виде

$$P_{xNL}(t)=E_x(t)\left[\varepsilon_0\alpha\chi_0^{(3)}E_x^2(t)+(1-\alpha)\chi_0^{(3)}G_x(t)\right], \qquad (9)$$

где

$$G_x(t)=\varepsilon_0\int_{-\infty}^{t}g_R(t-\tau)E_x^2(\tau)\,d\tau\,. \qquad (10)$$

Нелинейный отклик среды, обусловленный рамановской комбинационной нелинейностью, с учетом фурье-преобразования (8) и (10) удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{1}{\overline{\omega}_0^2}\frac{d^2G_x}{dt^2}+\frac{2\overline{\delta}}{\overline{\omega}_0^2}\frac{dG_x}{dt}+G_x=\varepsilon_0 E_x^2(t)\,, \qquad (11)$$

где $\overline{\omega}_0^2=(1/\tau_1)^2+(1/\tau_2)^2$, $\overline{\delta}=1/\tau_2$, $1/2\pi\tau_1=13.05$ ТГц – фононная частота колебания среды (оптическая ветвь), τ_2 – среднее время жизни оптического фонона.

Уравнение (11) описывает осцилляторную модель вынужденного комбинационного рассеяния Платоненко–Хохлова [1,2,8].

С учетом (4) и (9) электрическая индукция D_x может быть представлена в виде

$$D_x = \varepsilon_0 \left[E_x + \alpha \chi_0^{(3)} E_x^3 \right] + \sum_{i=1}^{3} P_{ixL} + (1-\alpha)\chi_0^{(3)} E_x G_x . \qquad (12)$$

Вышеописанная классическая модель взаимодействия лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний с плавленым кварцем применялась нами в [7] для описания самовоздействия излучения и комбинационного рассеяния. При этом рассматривались случаи, когда центральная длина волны находится как в области нормальной, так и аномальной дисперсии плавленого кварца. В настоящей работе эта модель используется для исследования перераспределения энергии в спектре лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний и центральной длиной волны, соответствующей нулевой дисперсии плавленого кварца.

3. Численная схема интегрирования системы нелинейных уравнений Максвелла. Дисперсионные свойства и устойчивость схемы

Для численного интегрирования системы нелинейных уравнений Максвелла мы используем модифицированную конечно-разностную схему решения. Эта схема, как показано ниже, обладает повышенной устойчивостью, хорошими дисперсионными характеристиками и не требует больших вычислительных ресурсов [8].

Для численного моделирования процессов, описываемых уравнениями (1), (5), (11), (12), перейдем к сеточным функциям для полей E_x и H_y, электрической индукции D_x, линейного и нелинейного откликов P_{ixL}, G_x, для которых зададим сетки по координате $k\Delta z$ и по времени $n\Delta t$. Шаг сетки по оси z выберем равным 6.36 нм. Тогда шаг по оси времени определяется условием Куранта $\Delta t = \Delta z/(2c)$ = 0.0106 фс. При таком выборе сетки отклонение дисперсии линейной части схемы от лоренцевской дисперсии среды минимально. Значения магнитного поля задаются между узлами сетки по координате и на промежуточном слое по времени. Разностные схемы, соответствующие уравнениям (1), (5), (11), (12), записываются для следующих нормированных величин:

$$\begin{gathered}
\bar{E}_x = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_x, \qquad \bar{D}_x = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} D_x, \qquad \bar{H}_y = H_y, \\
\bar{P}_{ixL} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} P_{ixL}, \qquad \bar{P}_{xNL} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} P_{xNL}, \\
\bar{G}_x = \frac{1}{\mu_0} G_x, \qquad \bar{\chi}_0^{(3)} = \chi_0^{(3)} \frac{\mu_0}{\varepsilon_0}.
\end{gathered} \qquad (13)$$

В начале процесса итерации считаем заданными величины E_x, D_x на n-ом временном слое и H_y на временном слое n(1/2. При расчетах используем численную схему, примененную нами ранее [7] для описания самовоздействия излучения и комбинационного рассеяния.

Главной проблемой при реализации схем численного интегрирования нелинейных уравнений Максвелла является устойчивасть алгоритма. Здесь используется конечно-разностная схема, предложенная в работе [9]. В настоящем разделе мы покажем, что эта схема обладает высокой устойчивостью, а учет нелинейности при рассматриваемых значениях амплитуды электрического поля лазерного импульса и толщины нелинейной среды не приводит к расходимости.

Для этого электрические и магнитные поля представим в виде плоских волн с угловой частотой ω и волновым вектором k, распространяющихся вдоль оси z:

$$\begin{aligned} E_x(z,t) &= E_{x0}\sin(\omega t - kz), \\ H_y(z,t) &= H_{y0}\sin(\omega t - kz). \end{aligned} \tag{14}$$

После подстановки выражений (14) в уравнения (1), (2), (4), (9), (12), записанные в разностном виде, получим дисперсионное уравнение, определяющее связь между угловой частотой и волновым вектором:

$$\sin^2\left(\frac{\pi S}{N}\right)^2\left[1+\sum_{i=1}^{3}\frac{b_i(\omega_i\Delta t)^2}{(\omega_i\Delta t)^2-4\sin^2(\pi S/N)}+\gamma_n\right]=S^2\sin^2\left(\frac{k\Delta z}{2}\right), \tag{15}$$

где $S = c\Delta t/\Delta z$ (фактор стабильности, $\gamma_z = \alpha\bar{\chi}_0^{(3)}\left(\bar{E}_{x0\max}\right)^2$, $N = \lambda_0/\Delta z$, $\bar{E}_{x0\max}$ = 3.9 ГВ/м -максимальное значение амплитуды поля импульса. Поскольку керровская мгновенная нелинейность в (1-α) раз превосходит рамановскую инерционную (см. (12)), мы пренебрегли последней при выводе формулы (15). Дисперсионное уравнение (15) в случае линейной и бездисперсной среды, при выполнении условия $\Delta y << \lambda_0$, сводится к уравнению $\omega = ck$. В расчетах фактор стабильности принимался равным 0.5, а N = 200. Рассмотрим случай, соответствующий линейной дисперсной среде ($\gamma_n = 0$), когда выражение (15) переходит в линейное дисперсионное соотношение $\omega(k)$. Фазовая скорость, получающаяся из дисперсионного соотношения (15), имеет вид

$$\begin{aligned} v_{p,\mathrm{num}}(N) &= \frac{\omega}{k_{\mathrm{num}}}, \\ k_{\mathrm{num}} &= \frac{2}{\Delta z}\sin^{-1}\left(\frac{1}{S}\sin\left(\frac{\pi S}{N}\right)\sqrt{1+\sum_{i=1}^{3}\frac{b_i(\omega_i\Delta t)^2}{(\omega_i\Delta t)^2-4\sin^2(\pi S/N)}+\gamma_n}\right). \end{aligned} \tag{16}$$

Как видно из (16), при $\gamma_n = 0$ и $N = 200$ отношение фазовой скорости, полученной из численной схемы, к фазовой скорости, соответствующей сплошной среде, $v_{p,\mathrm{phys}} = c/n(\lambda_0)$, на длине волны λ_0 = 1.272 мкм равно $v_{p,\mathrm{num}}(N=200)/v_{p,\mathrm{phys}}$ = 0.999924. Это означает, что распространению волны в сплошной среде на расстояние 1336.5 λ_0 = 1.7 мм, т.е. на 1336.5 $\lambda_0/\Delta z$ = 267295.6 шагов сетки, соответствует распространение в дискретизированной среде на 267275.3 шагов. Таким образом, ошибка определения фазовой скорости по численной схеме равна ((267295.6 – 267275.3) / 300)360 ≈ 24.36° или 6.77 %.

Такой же расчет с учетом нелинейности среды ($\gamma_n \neq 0$) и при $E_{x0\max}$ = 3.9 ГВ/м ($v_{p,\mathrm{num}}(N=200)/v_{p,\mathrm{phys}}$ = 0.999454) дает ошибку определения фазовой скорости по численной схеме 48.3%.

Групповая скорость, согласно дисперсионному соотношению (16), определяется формулой

$$
\begin{gathered}
v_{g,\mathrm{num}}(\omega) = \left(dk_{\mathrm{num}}(\omega)/d\,\omega\right)^{-1}, \\
k_{\mathrm{num}}(\omega) = \frac{2}{\Delta z}\sin^{-1}\left(\frac{1}{S}\sin\left(\frac{\omega\Delta t(N)}{2}\right)\sqrt{1+\sum_{i=1}^{3}\frac{b_i(\omega_i\Delta t)^2}{(\omega_i\Delta t)^2 - 4\sin^2\left(\dfrac{\omega\Delta t(N)}{2}\right)} + \gamma_n}\right).
\end{gathered}
\tag{17}
$$

Как видно из (17), при γ_n = 0 и N = 200 отношение групповой скорости, полученной по численной схеме, к групповой скорости в сплошной среде ($v_{g,\mathrm{phys}} = \left(dk(\omega)/d\right)^{-1}$), равно $v_{g,\mathrm{num}}(N=200)/v_{g,\mathrm{phys}}$ = 0.999772, т.е при распространении волны в сплошной среде на 1336.5λ_0 = 1.7 мм за $(1336.5\lambda_0)/v_{g,\mathrm{phys}}$ = 8.2825 пс, распространение на то же расстояние в дискретизированной среде имеет место за время $(1336.5\lambda_0)/v_{g,\mathrm{num}}$ = 8.2825 пс + 1.885 фс. При учете нелинейности среды ($\gamma_n \neq 0$) и при $E_{x0\max}$ = 3.9 ГВ/м имеем $v_{g,\mathrm{num}}(N=200)/v_{g,\mathrm{phys}}$ = 0.999312 и групповая скорость $v_{g,\mathrm{num}}$ оказывается приблизительно на 0.069% меньше, чем $v_{g,\mathrm{phys}}$. Таким образом, для рассматриваемых значений $E_{x0\max}$, L и N ошибка определения фазовой скорости импульса сеточным методом не превышает в нелинейном случае 48.3 %, а ошибка определения времени группового запаздывания (не более 0.023 %.

4. Результаты численного расчета и их обсуждение

Численное моделирование проводилось при начальном условии

$$
E_x(t, z=0) = E_{x0}\exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^{\,2}}\right)\cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda_0}t\right), \tag{18}
$$

где E_{x0} – начальное значение амплитуды импульса, τ_0 – длительность импульса, λ_0 – центральная длина волны (3.9 ГВ/м, 20 фс и 1.272 мкм, соответственно). Длина среды определялась из условия совпадения сеточной дисперсионной кривой с реальной (L_0 =1.7 мм).

На рис.1 приведена эволюция временного профиля лазерного импульса с вышеуказанными параметрами при распространении в плавленом кварце. Как видно из рисунка, по мере распространения в среде импульс приобретает положительный чирп, а именно коротковолновые компоненты начинают отставать от длинноволновых. При этом длительность импульса остается практически неизменной. На рис.2а показаны временные зависимости нормированного значения текущей частоты

$$\overline{\omega}(t) = \frac{\omega_0 - \omega(t)}{\omega_0}, \ \omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \tag{19}$$

лазерного импульса при различных значениях длины нелинейной среды, полученные преобразованием Гильберта численных решений. Рис.2б дает зависимость нормированной плотности мощности

$$\frac{P}{P_0} \equiv \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_x(t,z) \exp\{2\pi j \nu t\} dt \right|^2 \Bigg/ \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_x(t,z=0) \exp\{2\pi j \nu t\} dt \right|^2 \tag{20}$$

от длины волны при различных длинах нелинейной среды.

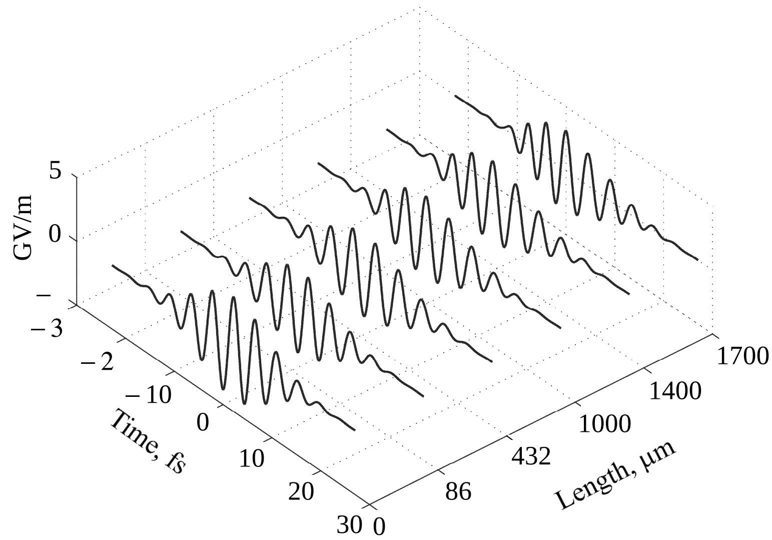

Рис.1. Эволюция временного профиля лазерного импульса длительностью 20 фс (λ_0 = 1.272 мкм), с амплитудой электрического поля 3.9 ГВ/м при распространении в плавленом кварце.

На рис.2а видно, что максимум отношения уширения спектра в длинноволновую область к уширению в коротковолновую область,

$$\left| \frac{\omega_L - \omega_0}{\omega_S - \omega_0} \right|, \tag{21}$$

равен по модулю 1.8. При этом из рис.2б легко видеть, что распространение лазерного импульса в среде с запаздывающей нелинейностью происходит, за счет возбуждения молекулярных колебаний среды, с перераспределением энергии в спектре импульса, приводящем к смещению спектрального пика в длинноволновую область. Таким образом, можно утверждать, что спектральное уширение, индуцируемое запаздывающей нелинейностью, эквивалентно спектральному уширению, обусловленному комбинационным рассеянием.

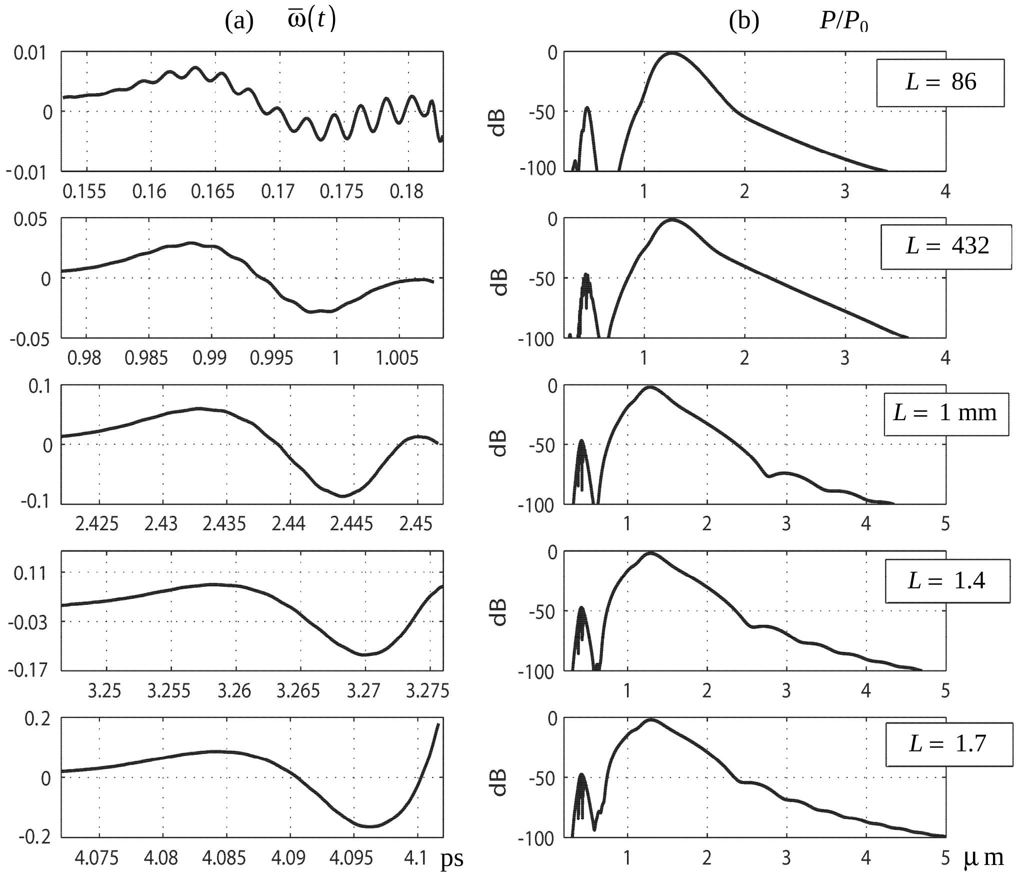

Рис.2. а) Временные зависимости нормированной текущей частоты лазерного импульса с амплитудой электрического поля 3.9 ГВ/м при различных длинах нелинейной среды; б) зависимости нормированной плотности мощности в логарифмической шкале от длины волны при различных длинах нелинейной среды.

На рис.3 представлена зависимость смещения несущей частоты лазерного импульса от длины среды. Видно, что слабая по сравнению с электронной рамановская нелинейность в плавленом кварце приводит к уменьшению центральной частоты формируемого спектрального континуума на 4.1 ТГц, что составляет 1.7% от исходной величины. Кривая, приведенная на рис.3, аппроксимируется аналитической зависимостью

$$\delta\nu\left(L, E_{x0\max}\right) = \nu_0 - \nu\left(L, E_{x0\max}\right) = 0.917L^2 + 0.544L + 0.588 \qquad (22)$$

с максимальным среднеквадратичным отклонением от численной кривой не более 0.56 (в выражении (22) длина измеряется в миллиметрах, а частота – в терагерцах).

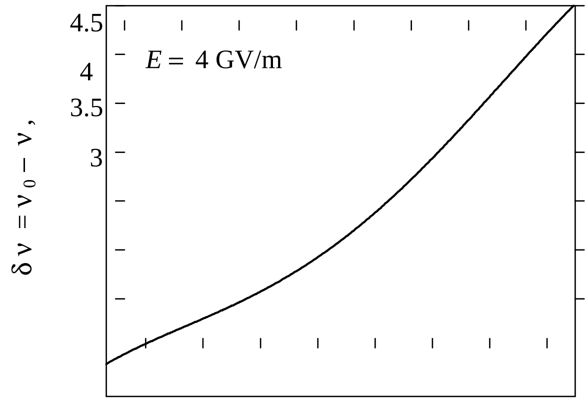

Рис.3. Зависимость сдвига несущей частоты лазерного импульса с амплитудой электрического поля 3.9 ГВ/м от длины среды.

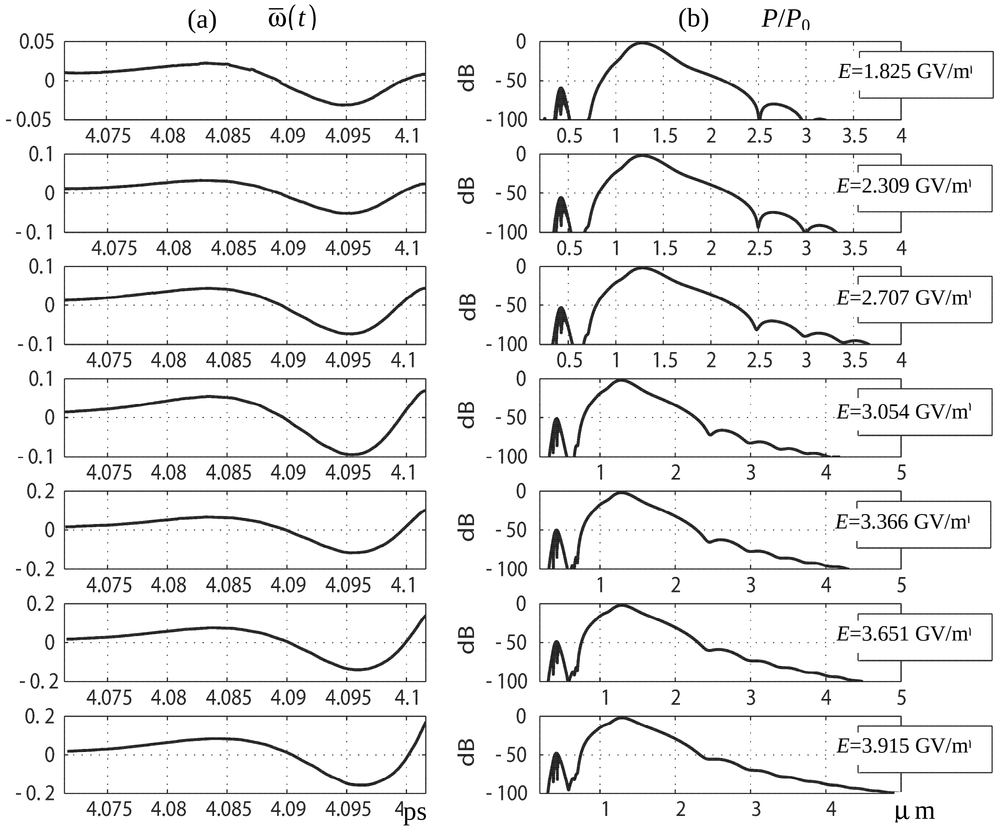

Рис.4. а) Временные зависимости нормированной текущей частоты лазерного импульса, распространяющегося в образце плавленого кварца длиной 1.7 мм при различных значениях амплитуды электрического поля; б) зависимости нормированной плотности мощности в логарифмической шкале от длины волны при различных значениях амплитуды электрического поля и фиксированной длине нелинейной среды (1.7 мм).

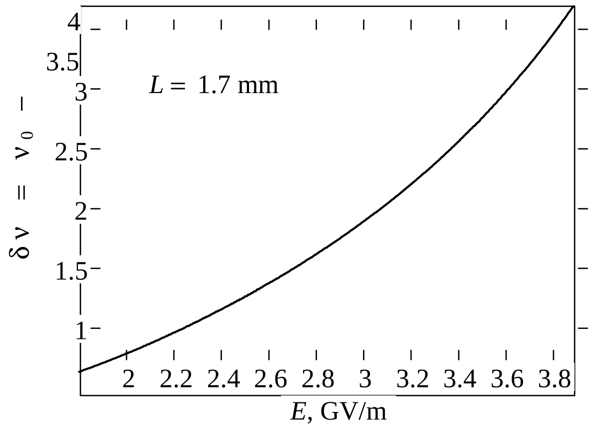

Рис.5. Зависимость сдвига несущей частоты лазерного импульса от амплитуды электрического поля при длине среды 1.7 мм.

На рис.4а приведены временные зависимости нормированной текущей частоты лазерного импульса при различных значениях амплитуды его электрического поля. Рис.4б показывает зависимости нормированной плотности мощности импульса от длины волны при различных амплитудах при фиксированной длине нелинейной среды (1.7 мм).

На рис.5 изображена зависимость смещения несущей частоты лазерного импульса от амплитуды его электрического поля. Она аппроксимируется аналитической зависимостью

$$\delta\nu\left(L_{0\max}, E\right) = \nu_0 - \nu\left(L_{0\max}, E\right) = 0.443E^2 - 1.136E + 1.584 \qquad (23)$$

с максимальным среднеквадратичным отклонением от численной кривой не более 0.54 (в выражении (23) E в ГВ/м, а частота – в терагерцах).

5. Заключение

В работе приведены результаты моделирования процесса нелинейного взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний, распространяющегося в плавленом кварце. Изложены результаты численного интегрирования по времени системы нелинейных уравнений Максвелла методом конечных разностей. Исследовано распространение линейно-поляризованного импульса с центральной длиной волны 1.272 мкм и длительностью 20 фс. Шаг координатной оси сетки численной схемы был выбран равным 6.36 нм, а шаг временной оси, определяемый условием Куранта, составлял 0.0106 фс. Максимальная амплитуда поля импульса принималась равной 3.9 ГВ/см, а длина среды (плавленого кварца) – 1.7 мм.

Получены зависимости нормированной текущей частоты лазерного импульса от времени, от длины среды и от амплитуды электрического поля.

Показано, что максимальное отношение уширения спектра в длинноволновую область к уширению в коротковолновую область составляет (по модулю) 1.8. Результаты работы могут быть использованы при исследовании материалов, позволяющих преобразовывать фемтосекундные лазерные импульсы в излучение суперконтинуума.

Работа выполнена в рамках проекта 768 Министерства образования и науки Армении.

ЛИТЕРАТУРА

1. **С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин**. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.
2. **G.P.Agrawal**. Nonlinear Fiber Optics, 3rd ed. San Diego, Academic Press, 2001.
3. **T.K. Gustafson** et al. Phys. Rev., **177**, 306 (1969).
4. **Y.X.Yan, E.B.Gamble, K.A.Nelson**. J. Chem. Phys., **83**, 5391 (1995).
5. **D.Hovhannisyan, K.Stepanyan**. J. Mod. Opt., **50**, 2201 (2003).
6. **S.A.Kozlov, S.V.Sazonov**. JETP, **84**, 221 (1997).
7. **Д.Л. Оганесян, А.О. Варданян**. Квантовая электроника, **37**, 6 (2007).
8. **В.Н.Серкин, Э.М.Шмидт, и др .** Квантовая электроника, **24**, 923 (1997).

D.L.Hovhannisyan, S.R.Manucharyan. Microwave and Opt. Techn. Lett., **47**, 359 (2005).

ՀԱԼՎԱԾ ՔՎԱՐՑՈՒՄ ՏԱՐԱԾՎՈՂ ՄԻ ՔԱՆԻ ՊԱՐԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՄԲ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԼԱՅՆԱՑՈՒՄԸ

Դ.Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Վ.Հ. ՉԱԼՏԻԿՅԱՆ, Ա.Ս. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Ներկայացված են հալված քվարցում մի քանի պարբերություն տևողությամբ լազերային իմպուլսի ոչ գծային տարածման տեսական հետազոտության արդյունքները: Վերջավոր տարբերությունների մեթոդով թվայնորեն ինտեգրված է Մաքսվելի ոչ գծային հավասարում-ների համակարգը, որը նկարագրում է զրոյական դիսպերսիայի տիրույթում կենտրոնական ալիքի երկարություն (λ_0 = 1.27 մկմ) և 20 ֆվ տևողություն ունեցող գծային բևեռացված իմպուլսի տարածումը: Հաշվարկված է լազերային իմպուլսի սպեկտրի զարգացումը և ստացված են սպեկտրալ մաքսիմումի շեղման կախումները ինչպես էլեկտրական դաշտի լարվածությունից, այնպես էլ միջավայրի երկարությունից:

SPECTRAL BROADENING OF A FEW-CYCLE LASER PULSE PROPAGATING IN FUSED QUARTZ

D.L. HOVHANNISYAN, V.O. CHALTYKYAN, A.S. MARTIROSYAN

Results of theoretical study of nonlinear propagation of a few-cycle laser pulse in a fused quartz are presented. With use of the finite-difference technique we have integrated numerically the system of the nonlinear Maxwell equations describing the propagation of a linearly polarized pulse at the central wavelength in the range of zero dispersion (λ_0 = 1.27 μm) and duration 20 fs. The evolution of the laser pulse spectrum is calculated and the dependences of the shift of the spectral peak on both the strength of electric field and medium length are obtained.

Известия НАН Армении, Физика, т.44, №4, с.285-288 (2009)

УДК 534.29

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕССБАУЭРОВСКИЕ СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛА CdS (Fe^{57})

А.Г. МКРТЧЯН, Р.П. ВАРДАПЕТЯН, Э.М. АРУТЮНЯН, А.В. ХАЧАТРЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 23 марта 2009 г.)

Исследовано воздействие лазерного излучения на резонансное поглощение гамма-излучения ядрами Fe^{57} в сульфиде кадмия. Показано, что под воздействием лазерного излучения форма мессбауэровского спектра образца меняется. Наблюдаемое изменение спектра объясняется присутствием в образце акустических колебаний, возникших вследствие оптико-акустического эффекта.

В работах [1-4] были продемонстрированы новые возможности гамма-резонансной спектроскопии и ее применения в акустике для исследования нелинейных акустических эффектов, измерения параметров акустических колебаний, акустических характеристик материалов и вибросистем. Однако приложения гамма-резонансной спектроскопии в различных областях науки и техники до конца себя не исчерпали и, благодаря высокой чувствительности, ее комбинация с другими перспективными методами (в частности, с лазерными) существенно продвинет решение целого круга важных научных и прикладных задач: исследование сильно рассеивающих и сильно поглощающих веществ, тонких пленок, создание чувствительных лазерно-акустических преобразователей и т.д.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию воздействия лазерного излучения на гамма-резонансные спектры Fe^{57} в монокристалле сульфида кадмия.

Экспериментальные исследования гамма-резонансных спектров изучаемых образцов проводились на спектрометре электродинамического типа. Источником резонансного гамма-излучения служил Co^{57} ($E_\gamma = 14.4$ кэВ) в матрице хрома активностью 3×10^9 Бк. В качестве образцов использовались монокристаллы низкоомного ($\rho\,\tilde{}\,10$ ом·см) CdS (0.3% Fe^{57}), вырезанные в виде диска диаметром 20 мм и толщиной 0.2 мм. Прошедшие образец гамма-кванты регистрировались сцинтилляционным детектором, а импульсы от детектора анализировались многоканальным анализатором импульсов, работающим в режиме временного анализа. Источником оптического излучения служил твердотельный лазер с длиной волны излучения λ = 1.06 мкм, работающий в одномодовом режиме. Использовался импульс лазерного излучения прямоугольной формы с длительностью 2 мс и частотой повторения 100 Гц. Диаметр лазерного пятна на образце был 1 мм, а температура образца в процессе эксперимента контролировалась термопарой, обеспечивающей точность измерения ±0,25°С, и поддерживалась постоянной при температуре 18°С с помощью термостатирования.

На рис.1 приведены характерные гамма-резонансные спектры поглощения образца CdS (0.3% Fe^{57}) при разных мощностях лазерного излучения $P_л$. Как видно из рисунка, под воздействием лазерного излучения наблюдается уменьшение интенсивности линии гамма-резонанса и ее уширение: а) I = (20.2 ± 0.15)%, Г = (0.51 ± 0.02) мм/с ($P_л$ = 0), б) I = (18.6 ± 0.15)%, Г = (0.55 ± 0.02) мм/с ($P_л$ = 6.3 мВт), в) I = (17.8 ± 0.15)%, Г = (0.60 ± 0.02) мм/с ($P_л$ = 12 мВт).

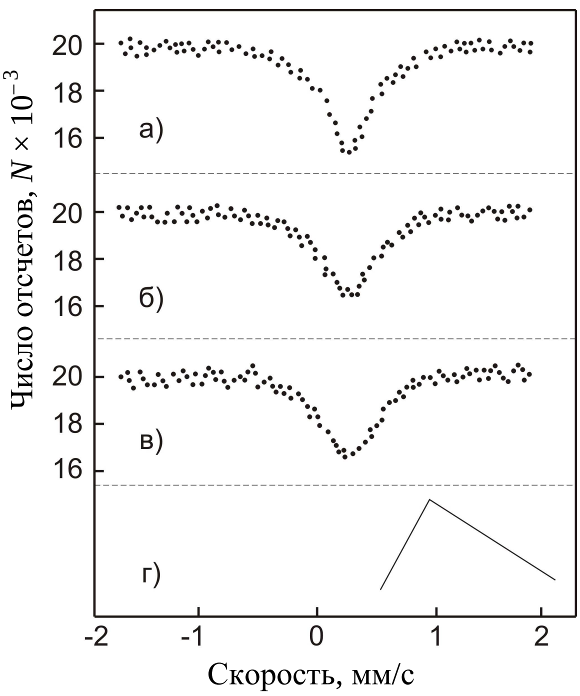

Рис.1. Гамма-резонансные спектры CdS (Fe^{57}) при разных мощностях лазерного излучения: а) $P_л$ = 0, б) $P_л$ = 6.3 мВт, в) $P_л$ = 12 мВт.

Результат, приведенный на рис.1, можно объяснить следующим образом. Уширение мессбауэровской линии при воздействии на образец лазерным излучением может быть вызвано двумя причинами: температурным уширением линии гамма-резонанса вследствие зависимости фактора Лэмба–Мессбауэра от температуры [5] или же присутствием в образце акустических колебаний [2]. Так как температура образца в течение всего эксперимента контролируется термопарой, расположенной вблизи лазерного пятна, и остается постоянной с помощью термостатирования, то приходится констатировать, что причиной, вызывающей уширение гамма-резонансной линии, являются акустические колебания, возникшие в образце вследствие оптико-акустического эффекта [6].

Известно, что под воздействием периодических акустических колебаний, когда частота Ωнамного меньше ширины линии гамма-резонанса Γ, форма мессбауэровского спектра поглощения $F(\omega)$ сильно зависит от амплитуды A и частоты колебания Ω [2]:

$$F(\omega)=\frac{1}{T}\int_0^T \frac{dT}{\left(\frac{\omega-\omega_0}{\Gamma/2}-\frac{\nu(t)}{\lambda\Gamma/2}\right)^2+1},$$

где $\nu(t)=A\Omega\sin\Omega t$ и T – скорость и период акустического колебания, соответственно.

Если же акустические колебания имеют непериодический характер, то зависимость $F(\omega)$ от параметров акустического сигнала имеет вид [7]

$$F(\omega)=\sum_{i=1}^{n}\frac{\tau_i/T}{\left(\frac{\omega-\omega_0}{\Gamma/2}-\frac{\nu_i}{\lambda\Gamma/2}\right)^2+1},$$

где τ_i – длительность акустического сигнала, ν_i – максимальная скорость движения.

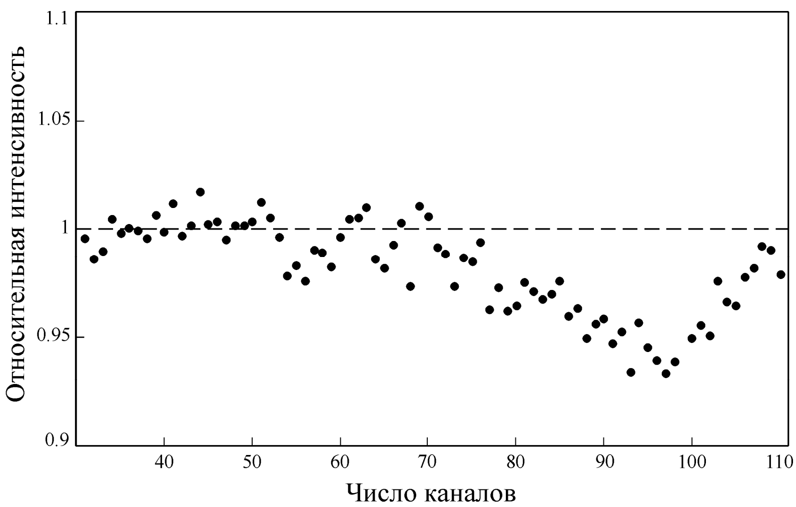

Рис.2. Зависимость относительной интенсивности мессбауэровского спектра поглощения при воздействии лазерного излучения ($I_л$ / $I_{б.\,л.}$) от числа каналов.

Методом обратной задачи [8] можно на основе экспериментального мессбауэровского спектра поглощения $F(\omega)$ определить параметры акустического сигнала. Анализ полученных экспериментальных спектров дает следующие значения параметров акустических сигналов, возникающих в образце сульфида кадмия под воздействием лазерного излучения: амплитуда акустических сигналов A = (0.08 ± 0.01) мкм при мощности излучения $P_л$ = 6.3 мВт и A = (0.22 ± 0.01) мкм при $P_л$ = 12 мВт, а форма сигнала близка к треугольной (см. рис.1г).

На рис.2 приведена зависимость относительной интенсивности мессбауэровского спектра поглощения при воздействии лазерного излучения от числа каналов. Как видно, наблюдается изменение интенсивности линии гамма-резонанса порядка 5%.

Таким образом, результаты исследования воздействия лазерного излучения на мессбауэровские спектры поглощения показывают, что мессбауэровскую спектроскопию можно применить для наблюдения и исследования оптико-акустических эффектов в твердых телах. Высокая чувствительность мессбауэровской спектроскопии к параметрам акустических возбуждений и бесконтактный способ измерения их параметров делают его идеальным инструментом для исследования особенностей оптико-акустических эффектов в твердых телах и расширяют возможности как мессбауэровской, так и лазерной спектроскопии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Р.Г.Габриелян, Л.А.Кочарян, А.Р.Мкртчян.** Акуст. журнал, **23**, 701 (1977).
2. **А.К.Аракеляи н др.** Акуст. журнал, **24**, 809 (1978).
3. **А.Р.Мкртчян и др.** Приборы и техника эксперимента, **6,** 180 (1981).
4. **Л.А.Кочарян, Р.Р.Айдинян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, **21**, 309 (1986).
5. **В.С.Шпинель.** Резонанс гамма-лучей в кристаллах. М., Наука, 1969.
6. **Л.М.Лямшев, К.А.Наугольных.** Акуст. журнал, **27**, 641 (1981).
7. **Р.Г.Габриелян, А.Р.Мкртчян, Г.Н.Наджарян.** Акуст. журнал, **26**, 200 (1980).
8. **G.N.Nadjaryan, R.G.Gabrielyan, A.R.Mkrtchyan.** Phys. stat. sol. (b), **109**, 131 (1982).

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ CdS (Fe^{57}) ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ՄՅՈՍԲԱՈՒԷՐՅԱՆ ՍՊԵԿՏՐԻ ՎՐԱ

Ա.Հ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ռ.Պ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Է.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա.Վ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Հետազոտված է լազերային ճառագայթման ազդեցությունը կադմիումի սուլֆիդում Fe^{57} միջուկների կլանման ռեզոնանսային սպեկտրի վրա: Ցույց է տրված, որ լազերային ճառագայթման ազդեցության դեպքում մյոսբաուէրյան սպեկտրի ձևը փոխվում է: Սպեկտրում դիտված փոփոխությունը բացատրվում է նմուշում ակուստիկ տատանումների առկայութ-յամբ, որոնք առաջանում են օպտիկաակուստիկ երևույթի պատճառով:

INFLUENCE OF LASER RADIATION ON THE ABSORPTION MÖSSBAUER SPECTRUM IN CdS (Fe^{57}) SINGLE CRYSTALS

A.H. MKRTCHYAN, R.P. VARDAPETYAN, E.M. HARUTYUNYAN, A.V. KHACHATRYAN

Influence of laser radiation on the resonant absorption of gamma-radiation of Fe^{57} nuclei in cadmium sulphide is observed. It is shown that the laser radiation influence leads to the change of form of the Mössbauer spectrum. The observed change of the spectrum is explained by the presence of acoustic vibrations occurred due to photoacoustic effect.

Известия НАН Армении, Физика, т.44, №4, с.289-293 (2009)

УДК 534.29

ИЗМЕНЕНИЯ МЕССБАУЭРОВСКОГО СПЕКТРА РАССЕЯНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ГРУППЫ AIIBVI С ПРИМЕСНЫМИ ЯДРАМИ Fe^{57} ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Г. МКРТЧЯН, Р.П. ВАРДАПЕТЯН, Э.М. АРУТЮНЯН,
А.В. ХАЧАТРЯН, В.В. НАЛБАНДЯН, О.Р. МУРАДЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 27 марта 2009 г.)

Исследовано взаимодействие мессбауэровского гамма-излучения с ультразвуковыми колебаниями в монокристаллах группы AIIBVI CdS и CdSe с примесными ядрами Fe^{57} под воздействием инфракрасного облучения. Показано, что при инфракрасном облучении в монокристаллах возбуждается фононное поле. Аналогично случаю облучения монокристаллов излучением видимого диапазона, форма мессбауэровского спектра меняется. Наблюден эффект двойной модуляции резонансного гамма-излучения с помощью электромагнитного излучения ИК диапазона.

В работах [1-5] было показано, что в кристалле, содержащем мессбауэровские ядра, возбуждение ультразвуковых колебаний приводит к существенным изменениям в спектре гамма-резонанса. Авторы [6] возбуждали ультразвуковые колебания в монокристаллах группы AIIBVI с примесными мессбауэровскими ядрами путем наложения на образец электромагнитного поля. Под воздействием электромагнитного излучения видимого диапазона наблюдались изменения в мессбауэровских спектрах поглощения монокристалла CdS (Fe^{57}) [7]. В экспериментах с использованием лазерного облучения наблюдались изменения интенсивности линии гамма-резонанса около 5% [8].

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию воздействия электромагнитного излучения ИК диапазона на гамма-резонансные спектры Fe^{57} в монокристаллах CdS и CdSe группы AIIBVI. Совмещение в одном эксперименте двух таких далеких друг от друга явлений, как акустическая модуляция мессбауэровского спектра и электронное затухание ультразвука в пьезополупроводниковых кристаллах позволило осуществить двойную модуляцию гамма-резонансного спектра путем возбуждения инфракрасным излучением электронной подсистемы кристалла. Схема данного эксперимента приведена на рис.1.

Источником гамма-квантов (И) служил стандартный мессбауэровский источник Co^{57} в матрице хрома с активностью 3×10^9 Бк. Пористый детектор

CsIAgSiO (Д) был откалиброван для эффективной регистрации гамма-квантов с энергией E_γ = 14,4 кэВ [9], а также обеспечивалась необходимая коллимация. В качестве образцов (О) использовались монокристаллы CdS (0.2% Fe^{57}) и CdSe (0.2% Fe^{57}), вырезанные в виде диска диаметром 20 мм и толщиной 0,2 мм. Температура образца в процессе эксперимента контролировалась термопарой, обеспечивающей точность измерения ±0,25°С, и поддерживалась постоянной при комнатной температуре 18°С с помощью термостатирования. Ультразвуковые колебания в образце возбуждались с помощью источника инфракрасного излучения (ИК). Напряжение к образцу подавалось посредством полупрозрачных напыленных индиевых контактов (Ин). Регистрация велась в геометрии отражения, то есть регистрировались гамма-кванты, рассеивающиеся назад относительно первоначального направления излучения.

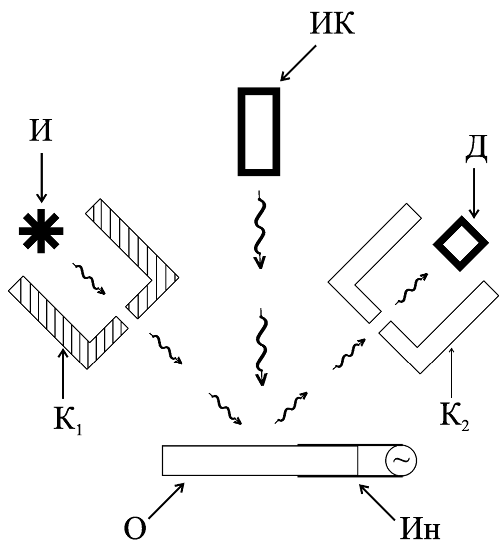

Рис.1. Схема экспериментальной установки: ИК – источник инфракрасного излучения, И – источник мессбауэровского гамма-излучения (Co^{57}), Д – пористый детектор (CsIAgSiO) гамма-квантов, О – образец (CdS (0.2% Fe^{57})), $К_1$ и $К_2$ – коллиматоры, Ин – индиевые контакты.

На рис.2 приведены характерные гамма-резонансные спектры рассеяния монокристалла CdS (0.2% Fe^{57}) с расчетом статистической ошибки при разных продолжительностях инфракрасного облучения.

Как видно из рисунка, под воздействием инфракрасного излучения с продолжительностью облучения 15 минут наблюдается уменьшение интенсивности линии гамма-резонанса и ее уширение (рис.2б), то есть возникает некоторое фононное поле. С увеличением времени ИК облучения наблюдается постепенное расщепление спектра на дублеты (рис.2в,г), то есть увелечивается амплитуда фононного поля. Аналогичные дублеты были получены и для образца монокристалла CdSe (0.2% Fe^{57}).

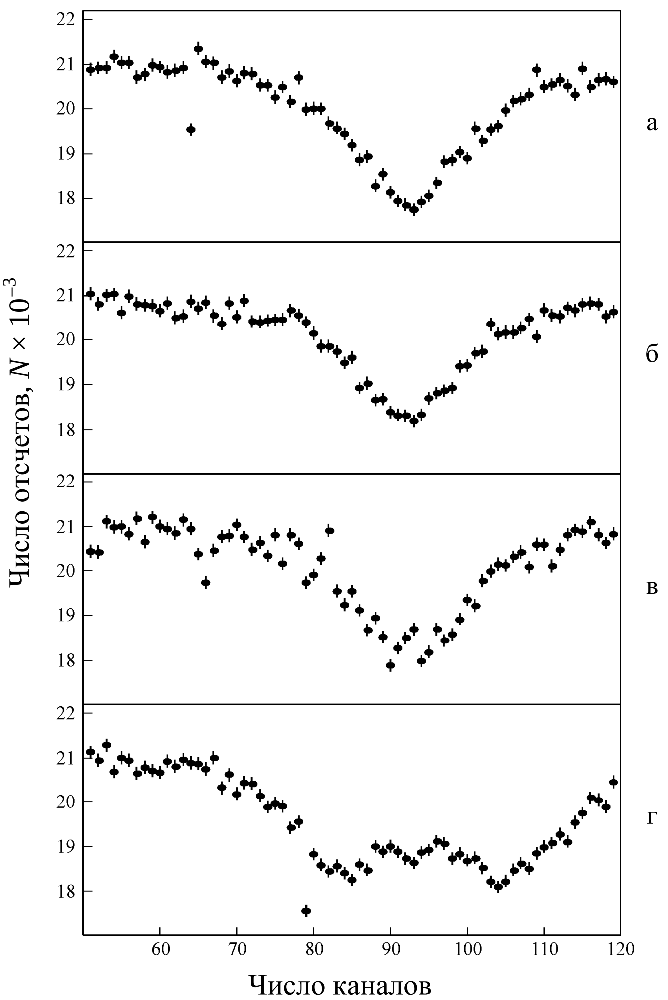

Рис.2. Гамма-резонансные спектры CdS (0.2% Fe^{57}) с расчетом статистической ошибки при разных продолжительностях инфракрасного облучения: а) t = 0 мин, б) t = 15 мин, в) t = 35 мин, г) t = 45 мин.

Так как температура образцов оставалась постоянной в течение всего эксперимента и контролировалась термопарой, расположенной вблизи инфракрасного пятна с диаметром порядка ~1 мм, то такое расщепление спектра на дублеты невозможно объяснить температурным уширением линии гамма-резонанса вследствие зависимости фактора Лэмба–Мессбауэра от температуры [10]. Результат, приведенный на рис.2, можно объяснить присутствием в образце акустических колебаний [2], возбужденных с помощью ИК облучения. Можно предположить, что причиной такого изменения гамма-резонансного спектра являются акустические колебания, возникшие в образце вследствие эффекта двойной модуляции.

На рис.3 приведена зависимость относительной интенсивности мессбауэровского спектра поглощения при воздействии инфракрасного излучения от числа каналов. Хорошо видны характерные изменения относительного спектра. И в этом случае, аналогично экспериментам с использованием лазерного и оптического облучения [7,8], наблюдаются изменения спектра порядка 5% ÷ 10%. Явно выраженный максимум относительной кривой интенсивности на канале 93 свидетельствует о подавлении первоначальной интенсивности. Минимумы кривой при каналах 81 и 108 соответствуют дублету двойной модуляции.

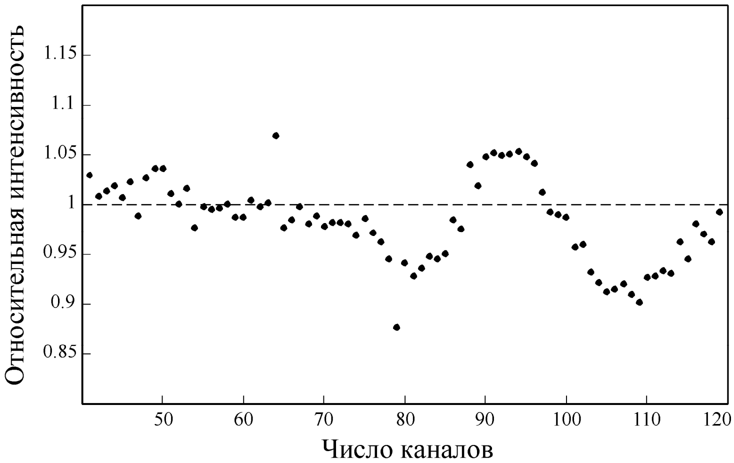

Рис.3. Зависимость относительной интенсивности ($I_{ИК}/I_{б.ИК}$) мессбауэровского спектра поглощения монокристалла CdS (0.2% Fe^{57}) от числа каналов при воздействии инфракрасного излучения.

Результаты исследования показывают, что под воздействием инфракрасного излучения в монокристаллах группы AIIBVI возбуждается фононное поле и форма мессбауэровского спектра меняется. При наложении на образец электромагнитного поля резонансной частоты можно наблюдать эффект двойной модуляции резонансного гамма-излучения в твердых телах, что дает бесконтактный способ измерения параметров акустических возбуждений в твердых телах. Таким образом, удается расширить возможности модуляционной мессбауэровской спектроскопии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Р.Г.Габриелян, Л.А.Кочарян, А.Р.Мкртчян.** Акуст. журнал, **23**, 701 (1977).
2. **А.К.Аракелян и др.** Акуст. журнал, **24**, 809 (1978).
3. **А.Р.Мкртчян и др.** ПТЭ, **6,** 180 (1981).
4. **Л.А.Кочарян, Р.Р.Айдинян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, **21**, 309 (1986).
5. **А.Г.Мкртчян, Р.П.Вардапетян, Э.М.Арутюнян, А.В.Хачатрян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 220 (2009).
6. **R.P.Vardapetyan, A.H.Mkrtchyan.** Solid State Comm., **60,** 357 (1986).
7. **A.R.Mkrtchyan, L.A.Kocharyan, E.M.Haroutyunian, R.P.Vardapetian, A.G.Mkrtchyan.** Proc. of International Conference on the Application of the Mцssbauer Effect, Belgium, 1985, p.42.

8. **Л.А.Кочарян, Э.М.Арутюнян, С.О.Арутюнян, А.Л.Кочарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **33**, 249 (1998).
9. **А.Г.Мкртчян, Г.А.Айвазян, В.В.Налбандян, М.М.Мирзоян, А.Н.Саргсян, А.А. Аршакян.** Изв. НАН Армении, Физика, **40**, 200 (2005).
10. **В.С.Шпинель.** Резонанс гамма-лучей в кристаллах. М., Наука, 1969.

ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ Fe^{57} ՄԻՋՈՒԿՆԵՐ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ AIIBVI ԽՄԲԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՑՐՄԱՆ ՄՅՈՍԲԱՈՒԷՐՅԱՆ ՍՊԵԿՏՐԻ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա.Հ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ռ.Պ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Է.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,
Ա.Վ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Վ.Վ. ՆԱԼԲԱՆԴՅԱՆ, Հ.Ռ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Հետազոտված է մյոսբաուէրյան գամմա-ճառագայթման փոխազդեցությունը խառնուրդային Fe^{57} միջուկներ պարունակող AIIBVI խմբի CdS և CdSe միաբյուրեղներում ուլտրաձայնային տատանումների հետ ինֆրակարմիր ճառագայթման ազդեցության դեպքում: Ցույց է տրված, որ ինֆրակարմիր ճառագայթման դեպքում միաբյուրեղներում գրգռվում է ֆոնոնա-յին դաշտ: Միաբյուրեղների տեսանելի տիրույթի ճառագայթման դեպքին համանման, այս դեպքում ևս մյոսբաուէրյան սպեկտրի ձևը փոխվում է: Դիտվել է ռեզոնանսային գամմա-ճա-ռագայթման կրկնակի մոդուլյացիայի երևույթը ինֆրակարմիր ճառագայթման ազդեցու-թյամբ:

CHANGES OF MÖSSBAUER REFLECTION SPECTRUM OF AIIBVI GROUP SINGLE CRYSTALS WITH Fe^{57} NUCLEI UNDER INFLUENCE OF INFRARED RADIATION

A.H. MKRTCHYAN, R.P. VARDAPETYAN, E.M. HARUTYUNYAN,
A.V. KHACHATRYAN, V.V. NALBANDYAN, H.R. MURADYAN

The interaction of Mössbauer gamma-radiation with ultrasonic vibrations in CdS and CdSe single crystals of AIIBVI group doped with Fe^{57} nuclei in the presence of IR radiation has been investigated. It is shown that under influence of IR radiation the excitation of phonon field in single crystals is observed. Analogously to the case of irradiation of single crystals by the visible optical radiation the form of Mössbauer spectrum is changed. The double modulation effect of resonant gamma-radiation by means of IR radiation is observed.

Известия НАН Армении, Физика, т.44, №4, с.294-297 (2009)

УДК 669.01

ДИНАМИЧЕСКАЯ МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СОЕДИНЕНИЙ В СИСТЕМЕ $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ ($2x = 0 \div 0.1$)

Э.В. АГАБАБЯН, Н.П. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 13 февраля 2009 г.)

Исследована динамическая магнитная восприимчивость (χ_{ac}) магнитоупорядоченных соединений в системе $Gd_5Si_xGe_{4-x}$ с частичным замещением атомов кремния и германия изовалентными атомами олова. По температурной зависимости χ_{ac} определены температуры Кюри сплавов $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ с $2x = 0 \div 0.1$. Установлено, что легированные оловом сплавы имеют более высокую, по сравнению с $Gd_5Si_2Ge_2$, температуру Кюри ($\Delta T_c \approx 15$ K).

1. Введение

Синтез соединений на основе редкоземельных металлов, используемых для утилизации тепла, выделяемого при изменении энтропии магнитоупорядоченной системы, является одной из актуальных проблем с точки зрения создания холодильных устройств.

Бинарные соединения на основе гадолиния - Gd_5Si_4 и Gd_5Ge_4 являются магнитокалорическими материалами, однако их применение в качестве рабочего тела для бытовых магнитных холодильников невозможно, так как температура их магнитного фазового перехода значительно отличается от комнатной (349 и 94 K, соответственно) [1].

В последние годы с целью получения эффективного материала для магнитных рефрижераторов интенсивно исследуются интерметаллические соединения в системе $Gd_5Si_xGe_{4-x}$, обладающие при $1.5 \le x \le 2$ гигантским магнитокалорическим эффектом (МКЭ). Установлено, что в соединениях $Gd_5Si_xGe_{4-x}$ существует тонкая связь между стехиометрией, кристаллической структурой и магнитными свойствами [2-5]. При комнатной температуре сплавы с $x > 2$ имеют орторомбическую структуру (типа Gd_5Si_4), тогда как при $0.96 \le x \le 2$ - моноклинную (типа $Gd_5Si_2Ge_2$). Показано, что с ростом атомного соотношения Si/Ge возрастает температура Кюри (T_c), но наряду с этим уменьшается величина МКЭ и наоборот. Так, например, максимальное изменение магнитной энтропии ($-\Delta S_{max}$), индуцированное в магнитном поле 50 кЭ, уменьшается от значения 46 Дж/кгК при T_c = 195 K для сплава $Gd_5Si_{1.5}Ge_{2.5}$ до 16 Дж/кгК при T_c = 301 K для сплава $Gd_5Si_{2.1}Ge_{1.9}$. Для сплава $Gd_5Si_2Ge_2$ с эквиатомным соотношением Si/Ge T_c = 262 K, а $-\Delta S_{max}$ = 14.1 Дж/кгК.

В настоящей работе, с целью получения эффективного магнитокалорического материала с T_c, близкой к комнатной, исследовано влияние частичного замещения (в пределах стехиометрии $Gd_5Si_2Ge_2$) атомов Si и Ge на изовалентные атомы олова.

2. Образцы и методы исследования

Поликристаллические образцы сплавов $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ с 2x = 0, 0.01, 0.03, 0.05 и 0.1 были синтезированы плавлением шихты из исходных компонентов в индукционной печи в атмосфере инертного газа под давлением 10^5 Па. Полученные сплавы переплавлялись (3–4 раза) для достижения гомогенности образцов. Для большей уверенности в гомогенности сплавы отжигались в высоком вакууме при 1200 К в течение нескольких суток.

Рентгенографические исследования образцов проводились на дифрактометре ДРОН-2. Анализ дифракционных картин показал, что все полученные соединения кристаллизуются в моноклинную структуру (пространственная группа $P112_1/a$). Это обстоятельство свидетельствует о том, что замещение ионов Si^{4+} и Ge^{4+} ионами Sn^{4+} не нарушает эквивалентности их состояний в кристаллической решетке.

Динамическая магнитная восприимчивость образцов определялась индукционным методом при помещении образца внутрь измерительной катушки, состоящей из двух обмоток, включенных навстречу друг другу. Переменное поле с амплитудой ˜0.5 Э и частотой 0.23 кГц создавалось соленоидом, на который наматывалась измерительная катушка. Измерения проводились в интервале температур 200ч350 К в постоянном магнитном поле до 3 кЭ.

3. Результаты и их обсуждение

На рис.1 приведены температурные зависимости удельной динамической восприимчивости образцов в системе $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ с 2x = 0, 0.01, 0.03, 0.05 и 0.1. Как видно, при $x \geq 0.01$ на кривых $X_{ac}(T)$ вблизи 275 К наблюдается ярко выраженный спад величины X_{ac}, типичный для магнитного превращения ферромагнетик–парамагнетик, аналогично наблюдаемому в чистом $Gd_5Si_2Ge_2$ при T_c = 262 К [6,7]. Выше $T_c \geq 275$ К образцы демонстрируют типично парамагнитное поведение и зависимость $\chi_{ac}(T)$ удовлетворительно подчиняется закону Кюри–Вейсса $\chi = C/(T-\theta)$, где C - постоянная, θ- парамагнитная температура Кюри. Полученные экспериментальные данные обобщены в табл.1.

Как видно, температура Кюри и магнитная восприимчивость обнаруживают максимум для сплава со $Sn_{0.03}$. Рост T_c и χ_{ac}, по сравнению с $Gd_5Si_2Ge_2$, можно объяснить уменьшением длины свободного пробега электронов, связанного с увеличением эффективного сечения рассеяния электронов на ионах Sn^{4+}, имеющих больший ионный радиус, чем Si^{4+} и Ge^{4+} ($r_{Si}^{4+} = 0{,}74$ Е, а r_{Sn}^{4+} и r_{Ge}^{4+} – 0.28 и 0.44 Е, соответственно). Это обстоятельство усиливает s–f обменное взаимодействие между соседними магнитоактивными ионами гадолиния, подобно изложенному в [8].

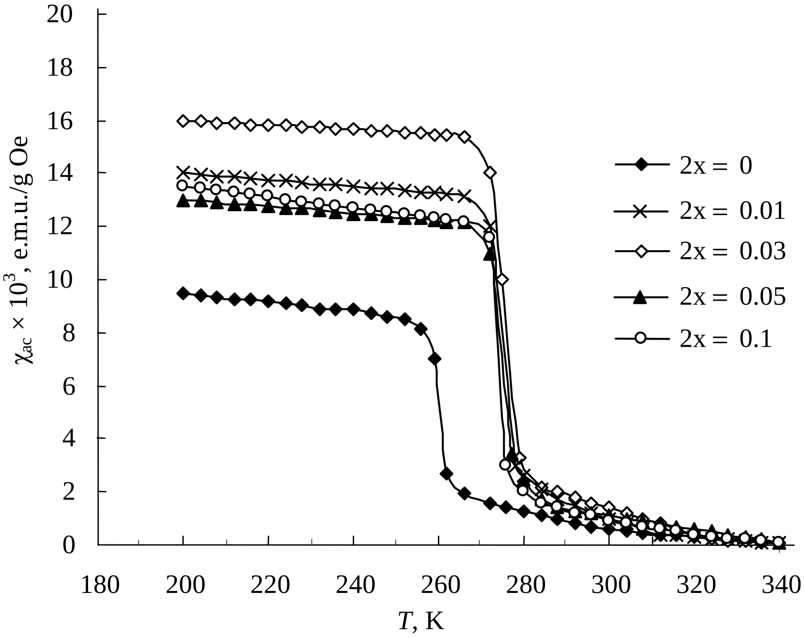

Рис.1. Температурная зависимость удельной динамической восприимчивости соединений в системе $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ с 2x = 0, 0.01, 0.03, 0.05 и 0.1.

Табл.1. Состав, температура Кюри и значения X_{ac} (при 200 K) исследованных соединений.

Состав	T_c, K	$\chi_{ac} \times 10^3$, e.m.u./g Oe
$Gd_5Si_2Ge_2$	262	9.6
$Gd_5Si_{1.995}Ge_{1.995}Sn_{0.01}$	277	14.2
$Gd_5Si_{1.985}Ge_{1.985}Sn_{0.03}$	278	16.1
$Gd_5Si_{1.975}Ge_{1.975}Sn_{0.05}$	277	13.0
$Gd_5Si_{1.95}Ge_{1.95}Sn_{0.1}$	275	13.2

Относительно гигантского магнитокалорического эффекта исследованных сплавов можно лишь предполагать, но учитывая вышеотмеченное условие наличия гигантского МКЭ, а именно, реализации в сплаве соотношения Si/Ge = 1, то оно формально, как видно из таблицы, выполняется. Таким образом, интерес в качестве магнитокалорического материала представляют слаболегированные оловом сплавы, температура Кюри которых существенно выше, чем у чистого $Gd_5Si_2Ge_2$ ($\Delta T_c \approx 15$ K).

Авторы выражают благодарность Э.Г. Шарояну за обсуждение результатов. Работа выполнена в рамках научно-исследовательского проекта Республики Армения № 152.

ЛИТЕРАТУРА

1. **К.Тейлор, М.Дарби.** Физика редкоземельных соединений. М., Мир, 1974.
2. **W.Choe, V.K.Pecharsky, A.O.Pecharsky, et al.** Phys. Rev. Lett., **84,** 4617 (2000).
3. **V.K.Pecharski, K.A.Gsneidner Jr.** Adv. Mater., **13,** 683 (2001).
4. **V.K.Pecharsky, A.O.Pecharsky, K.A.Gshneider Jr.** J. Alloys Comp., **344,** 362 (2002).
5. **W.Wu, A.O.Tsokol, K.A.Gshneider Jr., J.A.Sampaio.** J. Alloys Comp., **403,** 118 (2005).
6. **T.A.Lograsso, D.L.Schlagel, A.O.Pecharsky.** J. Alloys Comp., **393,** 141 (2005).
7. **Y.H.Zhuang, J.Q.Li, W.D.Huang, W.A.Sun, W.Q.Ao.** J. Alloys Comp., **421,** 49 (2006).
8. **В.Е.Адамян, Э.Г.Шароян.** Изв. НАН Армении, Физика**, 36,** 94 (2001).

$Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ $(2x = 0 \div 0.1)$ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ՄԻԱՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԸՆԿԱԼՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

Է.Վ. ԱՂԱԲԱԲՅԱՆ, Ն.Պ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Հետազոտված է $Gd_5Si_xGe_{4-x}$ համակարգի մագնիսակարգավորված միացությունների դինամիկ մագնիսական ընկալունակությունը (χ), սիլիցիումի և գերմանիումի ատոմները անագի համավալենտական ատոմների մասնակի փոխարինմամբ: Տարբեր քանակի անագ պարունակող $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ համաձուլվածքների χ-ի ջերմաստիճանային կախվածությու-նից որոշված են դրանց Կյուրիի ջերմաստիճանները: Հայտնաբերված է, որ անագով լեգի-րացված համաձուլվածքները ունեն $Gd_5Si_2Ge_2$-ի համեմատությամբ ավելի բարձր Կյուրիի ջերմաստիճան ($\Delta T_C \approx 15$ K):

DYNAMIC MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF COMPOUNDS IN $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ $(2x = 0 \div 0.1)$ SYSTEM

E.V. AGHABABYAN, N.P. HARUTYUNYAN

The dynamic magnetic susceptibility of magnetically ordered $Gd_5Si_xGe_{4-x}$ compounds with partial tin atoms' substitution for silicon and germanium has been investigated. From the temperature dependences of χ the Curie temperatures of $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ compounds are determined. It is established that tin-doped compounds have higher Curie temperatures as compared with $Gd_5Si_2Ge_2$ ($\Delta T_C \approx 15$ K).

Известия НАН Армении, Физика, т.44, №4, с.298-305 (2009)

УДК 541.64

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНОК ПОЛИАНИЛИНА, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ВАКУУМНОГО НАПЫЛЕНИЯ

Г.В. АБАГЯН, С.И. ПЕТРОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 4 февраля 2009 г.)

Методами FTIR и оптической спектроскопии, а также с помощью электронного сканирующего микроскопа исследованы пленки полианилина, полученные методом фракционного термического вакуумного напыления. Структура полученных пленок полианилина существенно зависит от температуры напыления и молекулярного веса исходного полимера. Для полимера с низким молекулярным весом при температурах напыления ≤250°C образуется однородная олигомерная пленка. При более высоких температурах напыления (>300°C) происходят сшивки олигомерных фрагментов, приводящие к появлению более сложных структурных образований. Это отражается на морфологии пленок, напыленных при разных температурах. Пленки обладают высокой прозрачностью и относительно высоким для полимеров показателем преломления в видимой и ближней ИК областях спектра.

1. Введение

В ряду органических проводящих полимеров полианилин является наиболее устойчивым и перспективным соединением. В качестве дешевого полупроводникового материала он нашел применение в электротехнике, электронике, оптике и других областях [1,2]. С точки зрения технологичности наиболее широко применяются пленки полианилина [3,4]. В литературе описаны различные методы получения пленок полианилина [5-7], одним из которых является метод вакуумного напыления, впервые осуществленный в работах [8,9]. Дальнейшее усовершенствование этот метод получил в работах [10-12], где был использован метод фракционного вакуумного напыления. Было показано [10,11], что свойства пленок полианилина существенно зависят от режима напыления и, в частности, от температуры испаряемого вещества. Исследования пленок полианилина методами УФ и видимой оптической спектроскопии, а также методом циклической вольтаметрии [9,10-12] показали, что при относительно низких температурах напыления (<300°C) происходит образование эмеральдиново-подобной структуры. При более высоких температурах образуются пленки с более сложной, дефектной структурой.

В данной работе исследованы пленки полианилина (из его эмеральдиновой формы), полученные методом фракционного вакуумного напыления, с целью получения дополнительных данных относительно структуры и механизма образования пленок. Наряду с данными оптической спектроскопии (в УФ, видимой и ближней ИК областях спектра), исследованы FTIR-спектры, микроструктура пленок, а также влияние молекулярного веса исходного полианилина на структуру образующихся пленок. Эти данные сравниваются с соответствующими данными, полученными для пленок, осажденных из раствора эмеральдиновой формы полианилина в N-метилпирролидоне, а также с характеристиками синтезированного исходного полимера.

2. Методика эксперимента

Исходный полианилин (эмеральдиновая форма) был получен синтезом в воде и муравьиной кислоте. Перед синтезом анилин марки ХЧ перегонялся под вакуумом, бисульфат аммония марки ХЧ использовался без дополнительной очистки. Синтез полианилина проводился при концентрации анилина [Ca] = 0.13 моль/л и бисульфата аммония [Cp]=0.08 моль/л в 0.1 и 0.05 М соляной кислоте или муравьиной кислоте при температуре 5°C по методике [13]. Были исследованы образцы с различным молекулярным весом (коэффициентом динамической вязкости η). Пленки полианилина получали методом вакуумного напыения, а также осаждением полианилина из раствора эмеральдиновой формы полимера в N-метилпирролидоне.

Напыление производилось в вакуумной установке ВУП-2К с начальным вакуумом 5Ч10^{-5} мм рт.ст. сублимацией порошка полианилина из закрытой вольфрамовой лодочки с отверстиями, при температурах испарителя, не доходящих до точки разрушения молекул полианилина. Контроль температуры испарителя производился с помощью хромель-копелевой термопары, расположенной непосредственно на испарителе. Испарение производилось в разных температурных диапазонах, так как начало процесса сублимации (т.е. образования пленки) для полимеров с различными молекулярными весами оказалось различным. Первая фракция напылялась при температурах испарителя 160–240; 170–250; 170–290; 300–390°C с предварительным прогревом лодочки с порошком до 170°C при закрытой заслонке в течение 10 мин для очистки порошка. Вторая фракция напылялась в интервалах температур 240–310; 240–350; 250–340; 290–390°C, а третья – в интервалах 310–470; 335–470; 390–480°C. Осаждение пленок производилось на холодные подложки из стекла К8 (для оптической спектрометрии в УФ и видимом диапазонах) и KBr (для FTIR-спектроскопии).

Пленки сразу после напыления были прозрачными с коричнево-желтым оттенком. Толщины образующихся пленок измерялись с помощью профилометра Ambios XP-1. Микрофотографии пленок были получены с помощью электронного сканирующего микроскопа Vega-TS (разрешение 10–50 нм). Спектры FTIR регистрировались на спектрометре фирмы Nexus‹ThermoNicolet›, а спектры в ближнем ИК, видимом и УФ диапазонах – на спектрофотометрах SPECORD-M40 и СФ-8. Показатель преломления пленок определялся методом интерференционной спектроскопии по спектрам отражения, полученным с помощью спектрофотометра СФ-8, на основе измеренных профилометром значений толщин пленок.

3. Обсуждение результатов

Отличительной особенностью полианилина в классе проводящих органических полимеров является его исключительная стабильность на воздухе. Аналогичной устойчивостью обладают пленки полианилина, полученные методом вакуумного напыления: FTIR-спектр (диапазон 4000–200 см$^{-1}$) пленки, полученной напылением при 170–240°C (рис.1а), идентичен FTIR-спектру образца, пролежавшего на воздухе более двух лет.

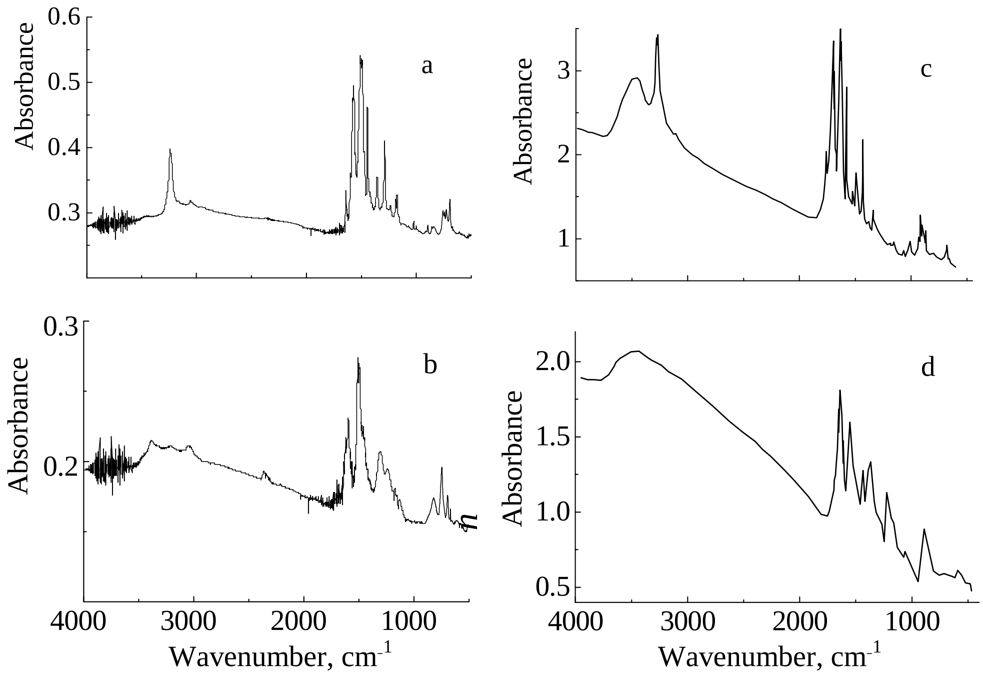

Рис.1. Спектры FTIR пленок полианилина (η < 0.2): а) напыленных при 170–240°C, b) при 310–470°C и спектры FTIR исходного полимера (таблетки с KBr): c) с η < 0.2; d) с η > 0.2.

Образование пленок полианилина методом вакуумного напыления происходит в определенном температурном диапазоне – 170–500°C. Данные по анализу FTIR-спектров полученных пленок указывают на то, что структура пленок в этом температурном интервале претерпевает существенные изменения. Причем структура образующихся пленок зависит как от температуры напыления, так и от молекулярного веса (коэффициента динамической вязкости η) исходного полимера. В образцах с разными η температурные интервалы образования пленок, т.е. минимальные температуры, необходимые для начала процесса сублимации, различны. Как видно из табл.1, с увеличением η уменьшаются количество сублимирующегося полимера и, соответственно, толщина образующихся пленок.

Табл.1. Толщины пленок полианилина в зависимости от начальной температуры напыления и коэффициента динамической вязкости η.

η	0,11	0,2–0,3	0,4	0,7–0,8
T °C	170–250	170–290	170–300	170–320
d, мм	715	400	284	300

FTIR-спектры полученных пленок условно можно отнести к двум группам: первая группа – это FTIR-спектры пленок полианилина с $\eta < 0.2$, напыленных при $T \leq 250$°C; вторая – FTIR-спектры пленок полианилина с $\eta > 0.2$, напыленных при $T > 250$°C. FTIR-спектр пленки при температурах напыления ≤ 250°C для образцов с $\eta < 0.2$ приведен на рис.1a. Этот спектр почти идентичен спектру исходного полимера с $\eta < 0.2$ (таблетка с KBr, рис.1c). Как видно, в отличие от FTIR-спектра исходного полимера с $\eta > 0.2$ (таблетка с KBr, рис.1d), наличие в FTIR-спектре (рис.1a) пика на 1638.4 $см^{-1}$, а также поглощения в области выше 3000 $см^{-1}$, согласно [14], указывает на существование незаряженной концевой NH_2 группы [15] в олигомерной структуре. Это свидетельствует о том, что пленки, полученные методом вакуумного напыления образцов с $\eta < 0.2$ при температурах ≤ 250°C, обладают олигомерной структурой. В пользу данного предположения указывают также микрофотографии пленок, полученные при различных температурах испарителя (рис.2) а также данные таблицы: в образцах полимера с различной динамической вязкостью при этих температурах в основном сублимируют низкомолекулярные фрагменты. Однородная морфология поверхности пленки (рис.2a) при температурах напыления 170–240^{0}C образцов с $\eta < 0.2$, очевидно, соответствует равномерному распределению сублимирующих низкомолекулярных фрагментов полимера. При более высоких тем-

(a) (b)

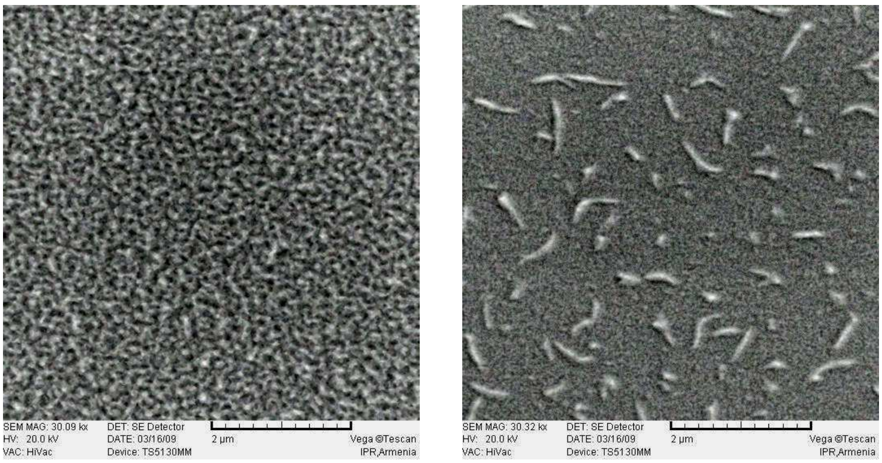

Рис.2. Микрофотографии пленок полианилина, полученных при температурах напыления 170–240°C (a) и 310–470°C (b).

пературах напыления (310–470°С) одновременно с процессом сублимации протекают вторичные реакции низкомолекулярных сублимирующих фрагментов, приводящие к появлению более сложных структурных образований, что отражается соответственно в изменении морфологии поверхности пленки (рис.2b). Полученные результаты для образцов с η <0.2 подтверждаются также данными, полученными при исследовании пленок полианилина в более "мягких" условиях вакуумного напыления – при вакууме порядка 10^{-2} мм рт.ст. и температуре 150°С [16].

FTIR-спектры пленок, полученных при вакуумном напылении образцов с η > 0.2 при более высоких температурах напыления, имеют много общего, а в некоторых случаях почти идентичны. Наиболее характерный из этих спектров для пленки, напыленной при 350–480°С, приведен на рис.1b. Во всех спектрах наблюдаются интенсивные пики при 1597 см$^{-1}$ и 1507 см$^{-1}$, характеризующие, соответственно, хиноидные и бензоидные структуры, которые свидетельствуют о том, что ароматическая структура полианилина в пленках, полученных методом вакуумного напыления, в основном, сохраняется. Поглощение при 1570 см$^{-1}$ обусловлено деформационными колебаниями хиноидной структуры [17,18], а пик на 1507 см$^{-1}$ соответствует колебаниям бензоидного кольца. Соотношение интенсивностей этих пиков может характеризовать окислительное состояние полимера [19]. В то же время, отсутствие поглощения в области 1355 см$^{-1}$ и уменьшение интенсивностей хиноидного пика и пика на 1638.4 см$^{-1}$, а также поглощения в области выше 3000 см$^{-1}$, согласно [20], свидетельствуют о сшивке полимера за счет раскрытия связи N–H, приводящей к образованию более сложных гетероароматических структур; поэтому FTIR-спектры пленок, полученных при высоких температурах, имеют много общего с FTIR-спектром поли-N-винилкарбазола [21] и феназина. FTIR-спектр пленки полианилина, полученной осаждением из раствора, близок к FTIR-спектрам пленок, полученных при вакуумном напылении образцов полианилина с η > 0.2 при высоких (300°С) температурах, т.е. в этих спектрах олигомерная компонента (наличие поглощения в области выше 3000 см$^{-1}$ и пика на 1638.4 см$^{-1}$) не проявляется.

Исследование оптических спектров пленок полианилина показало, что они имеют высокое пропускание в видимой области спектра (рис.3) и относительно высокий для органического соединения показатель преломления. На рис.4 представлены зависимости показателей преломления для двух пленок полианилина, напыленных при температурах 170–240°С и 310–470°С, от длины волны. Относительно высокое для органических пленок значение показателя преломления ($n \approx 2$ в видимой области спектра) и их прозрачность в видимой и ближней ИК областях спектра указывают на возможность их использования в тонкопленочной оптике для изготовления различных многослойных интерференционных покрытий (зеркал, фильтров Фабри–Перо и др.) и в качестве реактива с высоким показателем преломления в паре с каким-либо другим полимером с низким показателем преломления. Их можно использовать также для просветления элементов в ИК-оптике; например, он идеально подходит для просветления кремния, так как значение его показателя преломления почти точно удовлетворяет условию идеального просветления $n = \sqrt{n_{Si}}$. Пленки полианилина более пластичны, чем неорганические пленки, и поэтому более удобны при нанесении на очень тонкие или гибкие подложки. Они совершенно не изменяют своих оптических свойств на воздухе – это показали повторные спектральные измерения в видимой и инфракрасной областях спектра, проведенные на тех же пленках через 2 года после их нанесения. А тот факт, что, как видно из рис.4, коэффициент преломления пленок полианилина практически не зависит от температуры напыления, делает их удобными для использования в тонкопленочной оптике.

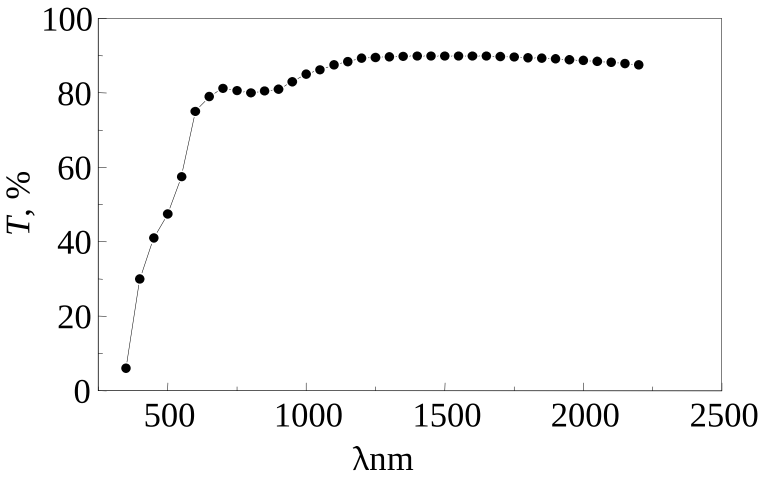

Рис.3. Оптический спектр пропускания пленки полианилина.

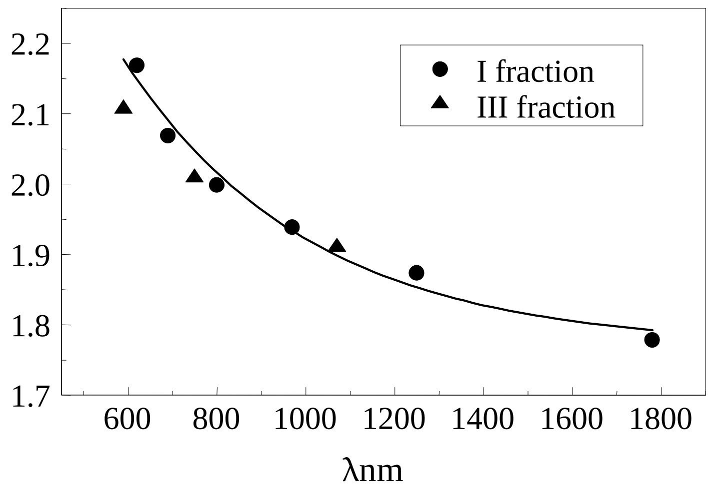

Рис.4. Зависимость коэффициента преломления от длины волны для двух фракций пленок полианилина: I – фракция с температурой напыления 170–240°С и III – фракция с температурой напыления 310–470°С.

4. Заключение

Таким образом, структура пленок, полученных методом вакуумного напыления полианилина, существенно зависит как от температуры напыления, так и от молекулярного веса исходного полимера. При низких температурах напыления (≤ 250°C) образцов с низким молекулярным весом образуется однородная олигомерная пленка. С увеличением температуры напыления имеют место вторичные реакции олигомерных фрагментов, которые, очевидно, приводят к образованию сшитых структур и гетероароматических фрагментов в основной цепи полимера. Для дальнейшего выяснения структуры пленок, образующихся при более высоких температурах напыления, необходимы дополнительные исследования с привлечением других методов структурных исследований.

Пленки полианилина, полученные методом вакуумного напыления могут быть успешно использованы в тонкопленочной оптике для просветления оптических элементов в видимой и ближней ИК областях спектра, а также при напылении многослойных интерференционных покрытий.

Авторы выражают благодарность профессору А.А. Матнишяну за любезно предоставленные образцы полимера, а также Т.С. Куртикяну за помощь при проведении измерений FTIR-спектров.

ЛИТЕРАТУРА

1. **B.Wessling, I.Skotheim.** Handbook of Conducting Polymers. New York, 1998.
2. **Y. Saxena, B.D.Malhotra.** Current Applied Physics, **3**, 293 (2003).
3. **E.M.Genies, A.Boyle, M.Lapkowski, C.Tsintavis.** Synth. Met., **78**, 139 (1990).
4. **G.Gustafsson, Y.Cao, G.M.Trescy, et al.** Nature, **357**, 477 (1992).
5. **W.S.Huang, B.D.Humphrey, A.G.MacDiarmid** J. Chem. Soc. Faraday Trans. I, **82**, 2385 (1986).
6. **Y.Gao, G.M.Treacy, P.Smith, A.J.Heeger.** Appl. Phys. Lett., **60**, 2711 (1992).
7. **E.M.Genies, M.Lapkowski.** Synth. Met., **21**, 117 (1987).
8. **A.Angelopoulos, G.E.Asturias, S.P.Ermer, A.Ray, E.M.Scherr, A.G.MacDiarmid, M.Akhtar, Z.Kiss, A.J.Epstein.** Mol. Cryst. Liq. Cryst., **160**, 151 (1988).
9. **K.Uvdal, M.Logdlund, P.Dannetun, et al.** Synth. Met., **29**, E451 (1989).
10. **A.A.Necrasov, V.F.Ivanov, O.L.Gribkova, A.V.Vannikov.** Synth. Met., **65**, 71 (1994).
11. **V.F.Ivanov, O.L.Gribkova, A.A.Nekrasov, A.V.Vannikov.** J. Electroanalitical Chem., **372**, 57 (1994).
12. **V.F.Ivanov, A.A.Nekrasov, O.L.Gribkova, A.A.Vannikov.** Electrochemica Acta, **41**, 1811 (1996).
13. **A.A.Matnishyan, T.L.Akhnazaryan.** Polymer Science, Ser. A, **46**, 1320 (2004).
14. **G.A.Zaharias, H.H.Shi, S.F.Bent.** Thin Solid Films, **501**, 341 (2006).
15. **Y.G.ao, S.Li, Z.Xue, D.Guo.** Synth. Met., **16**, 305 (1986).
16. **H.Li, H.Qiu, K.Fang, J.Li, Ch.Fang.** Synth. Met., **156**, 1097 (2006).
17. **J.S.Tang, X.B.Jin, B.C.Wang, F.S.Wang.** Synth. Met., **24**, 231 (1988).
18. **S.C.K.Misra, M.K.Ram, S.S.Pandey, B.D.Malhotra, S.Chandra.** Appl. Phys. Lett., **61**, 1219 (1992).
19. **G.E.Asturias, A.G.MacDiamid, R.P.Mccall, A.J.Epstein.** Synth. Met., **29**, E157 (1989).

20. **А.А.Матнишян, А.О.Варданян, Т.Л.Ахназарян и др.** Химический журнал Арме-нии, **61**, 119 (2008).
21. **R.C.Penwell, M.M.Prest.** Polymer, **19**, 537 (1978).

ՎԱԿՈՒՈՒՄԱՅԻՆ ՆՍՏԵՑՄԱՆ ՄԵԹՈԴՈՎ ՍՏԱՑՎԱԾ ՊՈԼԻԱՆԻԼԻՆԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հ.Ո. ԱԲԱՂՅԱՆ, Ս.Ի. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ֆրակցիոն վակուումային ջերմային փոշեցրման մեթոդով ստացված պոլիանիլինի թա-ղանթները ուսումնասիրված են FTIR և օպտիկական սպեկտրաչափման, ինչպես նաև էլեկ-տրոնային մանրադիտակային մեթոդներով: Ստացված թաղանթների կառուցվածքը էապես կախված է փոշեցրման ջերմաստիճանից և նախնական պոլիմերի մոլեկուլյար քաշից: Ցածր մոլեկուլային քաշ ունեցող պոլիմերի ≤ 250°C ջերմաստիճաններում փոշեցրման ժամանակ գոյանում է համասեռ օլիգոմերային թաղանթ: Ավելի բարձր ջերմաստիճաններում (> 300°C) փոշեցրման պայմաններում գոյանում են կցակարեր, որոնք բերում են ավելի բարդ կառուց-վածքների առաջացման, ինչը ազդում է նաև տարբեր ջերմաստիճաններում նստեցված թա-ղանթների մորֆոլոգիայի վրա: Թաղանթները տեսանելի և մոտ ինֆրակարմիր տիրույթում ունեն բարձր թափանցիկություն և պոլիմերներին ոչ բնորոշ բարձր բեկման ցուցիչ:

INVESTIGATION OF POLYANILINE FILMS PRODUCED BY VACUUM DEPOSITION METHOD

G.V. ABAGHYAN, S.I. PETROSYAN

Polyaniline films prepared by fractionating vacuum thermal deposition have been studied by FTIR, optical spectroscopy and scanning electron microscopy methods. The structure of produced films depends on both the temperature of deposition and molecular weight of initial polymer. At the low deposition temperature (≤ 250°C) of polymer with low molecular weight the uniform oligomeric films were produced. In the case of the high deposition temperature (>300°C), sewing of oligomeric fragments and formation of more complex structural forms take place which acts on the morphology of films deposited at different temperatures. Films have a high transparency and a rather high refractive index in the visible and near IR regions of the spectrum.

Известия НАН Армении, Физика, т.44, №4, с.306-310 (2009)

УДК 535.13

ОСОБЕННОСТИ ДВУХКАНАЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА НА ОСНОВЕ КОАКСИАЛЬНОЙ КОНИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ДИЭЛЕКТРИК–МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК

Э.Г. ГЕВОРГЯН, Х.В. НЕРКАРАРЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 16 марта 2009 г.)

Предложен метод создания коаксиальной конической структуры диэлектрик–металл–диэлектрик. В образованном таким путем двухканальном волноводе зарегистрирована передача волновой энергии из одного канала в другой. Из-за резонансного характера взаимодействия между волноводами каналами этот процесс существенно зависит от параметров структуры, что может служить основой для создания оптических сенсоров и модуляторов.

1. Введение

Сенсоры, созданные на основе оптического волокна, благодаря ряду их свойств, очень интересны и перспективны. К таким свойствам относятся возможность многомодового распространения, интерференционная чувствительность, стабильность к элекромагнитным шумам и помехам радиочастот, легкость и малые габариты, что позволяет изготовлять сенсоры с высокой разрешающей способностью и использовать их для измерения различных параметров [1,2].

Покрытая тонким металлическим слоем коническая вершина оптического волокна изначально использовалась в качестве зонда сканирующего оптического микроскопа. Однако в последующем ее физические особенности позволили использовать ее также для создания различных сенсоров [3].

В настоящей работе исследуется процесс распространения световой волны в окрестности конической вершины оптического волокна, покрытой металлическим слоем, который в свою очередь дополнительно покрыт прозрачным слоем тонкого диэлектрика. В предложенной структуре есть два волноводных канала. Первый из них – сердцевина волокна, является внутренним каналом, и свет первоначально распространяется вдоль этого канала, а диэлектрический слой является вторым, внешним каналом.

В условиях, когда металлический слой достаточно тонок, эти каналы резонансно связываются, что приводит к передаче энергии от одного из них к другому. Этот процесс может произойти только при условии, когда волновые векторы обеих мод очень близки. Заметим, что аналогичный процесс рассматривался в работах [4,5], где, однако волновая энергия передавалась из волоконной моды в моду поверхностного плазмона.

Особенность структуры заключается в том, что распространяющаяся по внутреннему каналу волна в окрестности вершины волокна почти целиком отражается, тогда как распространяющаяся по внешнему каналу волна излучается наружу. Таким образом, на эксперименте регистрируется лишь излучение, исходящее из внешнего канала.

Если учесть, что в начальной стадии волновая энергия находится во внутреннем канале, то регистрировать излучение из вершины волокна можно только в условиях ее переноса во внешний канал [6]. Как уже отмечалось, для резонансного переноса волновой энергии необходимо выравнивание волновых векторов мод двух каналов, что может иметь место только при определенной толщине диэлектрического слоя. В настоящей работе предлагается метод создания диэлектрического слоя, который аналогичен методу создания пленок Ленгмюра–Блоджетта [7].

2. Эксперимент

Схема эксперимента представлена на рис.1. Излучение полупроводникового лазера мощностью 30 мВт с длиной волны 690 нм вводится в оптическое волокно диаметром 100 мкм. Вершина волокна заостряется химическим травлением. Угол конуса составляет 20° и покрыт алюминиевым слоем толщиной 80 нм [8].

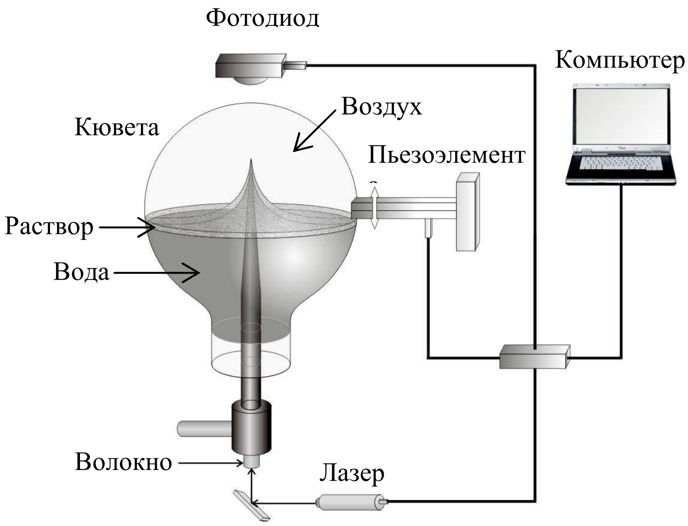

Рис.1. Схема эксперимента.

В качестве жидкости в экперименте используется вода, которая находится в прозрачной кварцевой кювете. В эксперименте поверхность жидкости покрыта тонким слоем смеси раствора толуола и органического стекла с соотношением 1:10, которая не смешивается с водой. Толщина слоя на поверхности воды составляет 3–5 мкм. К кювете закреплен пьезоэлемент, который перемещается с шагом 30 нм. Движение вершины волокна относительно поверхности жидкости осуществляется с помощью передвижения кюветы, тогда как сама вершина остается неподвижной. Фотодиод с усилителем используется для обнаружения оптической мощности.

Вершина волокна, пересекая воду и раствор, выходит в воздух, в результате чего покрывается тонким дополнительным слоем органического стекла, затем вершина вновь опускается в жидкость. Эта процедура повторяется несколько раз и после каждого выхода регистрируется выходная мощность.

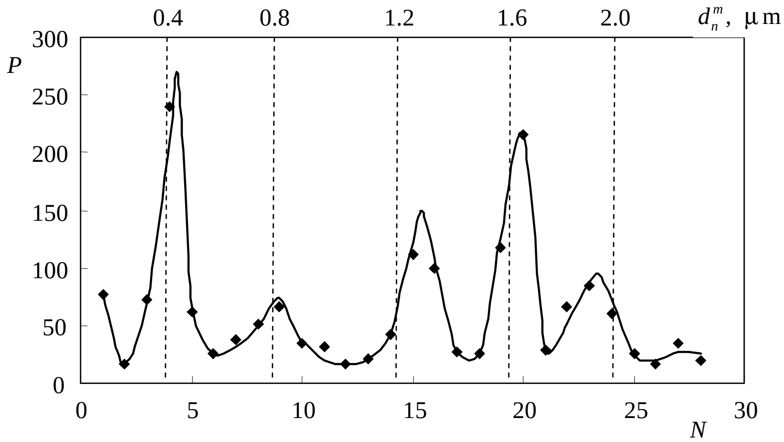

Рис.2. Зависимость выходной мощности от числа пересечений оптическим волокном границы раствора.

На рис.2 представлена зависимость выходной мошности от числа пересечений вершины волокна со слоем раствора. Резкий всплеск и пики объясняются резонансным переходом волновой энергии от внутреннего волноводного канала во внешний.

3. Модель

В ходе анализа полученных результатов, из-за достаточно большого радиуса волокна, можно пренебречь его поверхностной кривизной и использовать простые формулы, полученные для плоских волноводов. В сердцевине волокна линейно-поляризованная волна распространяется параллельно своей оси с волновым вектором $k_0 = \sqrt{\varepsilon_0}\,\omega/c$, где ε_0 – диэлектрическая проницаемость сердцевины волокна, ω – частота волны, а c – скорость света (рис.3).

Резонансный переход волновой энергии возможен при условии

$$k_z = k_0 \cos(\varphi/2), \qquad (1)$$

где φ – угол конуса, k_z – z-компонента волнового вектора внешнего волновода с диэлектрической проницаемостью ε_1.

Для структуры металл–диэлектрический слой–воздух несложно получить следующие уравнения:

$$\tan k_x d = -k_x/\chi, \quad \tan k_x d = \varepsilon_1 \chi/\varepsilon_2 k_x \,, \qquad (2)$$

где

$$k_x = \sqrt{\varepsilon_1\left(\omega^2/c^2\right) - k_z^{\,2}}, \quad \chi = \sqrt{k_z^{\,2} - \varepsilon_2\, \omega^2/c^2} \,, \qquad (3)$$

ε_2 – диэлектрическая проницаемость воздуха.

При условии $\varepsilon_0 \approx \varepsilon_1$ и $\varphi << 1$, когда $k_x << k_z$, получим

$$k_x/\chi << 1 \,. \qquad (4)$$

Из (2) легко определить те толщины диэлектрического слоя, при которых возможен резонансный переход энергии между модами TE и TM:

$$d_n^e = (1+n)d_0^e \text{ и } d_n^m = (1+2n)d_0^m \,, \qquad (5)$$

где $n = 0;\, 1;\, 2;\, 3;\ldots,\ d_0^m \approx d_0^e/2 \approx \pi/2k_x$.

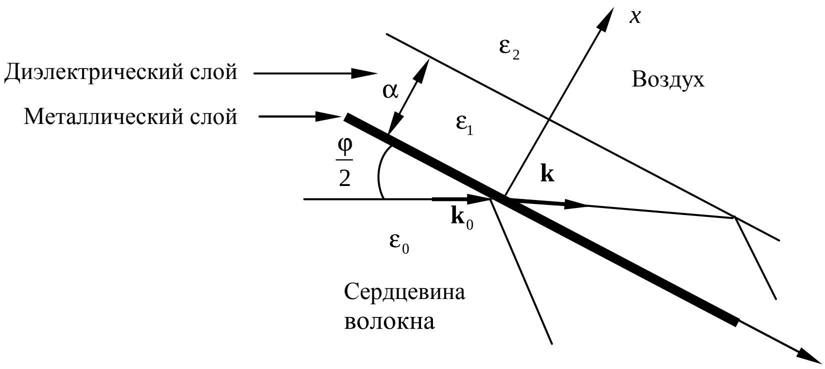

Рис.3. Распространение волны в структуре диэлектрик–металл–диэлектрик.

В исследуемом случае, когда $\varepsilon_0 = 2.13$; $\varepsilon_1 = 2.25$; $\varepsilon_2 = 1$; $\varphi = 20°$, получим, что $k_x = 3.9\times10^6$ м$^{-1}$ и $d_0^m \approx 0.4$ мкм. Можно предположить, что толщина созданного диэлектрического слоя линейно зависит от числа пересечений со слоем раствора. Пики выходной мощности находятся почти на одинаковом расстоянии друг от друга, что согласуется с нашей моделью (см. рис.2). Можно утверждать, что после каждого пересечения диэлектрический слой увеличивается на 0.1 мкм.

4. Заключение

Таким образом, на основе коаксиальной конической структуры диэлектрик–металл–диэлектрик создан двухканальный волновод, где осуществляется переход волновой энергии. Поскольку процесс резонансного переноса волновой энергии существенно зависит от параметров структуры, то можно предположить, что сенсоры, созданные на ее основе, будут весьма чувствительны. Кроме того, выходящей из волокна мощностью можно управлять с помощью электрического поля, которое в окрестности вершины принимает очень большие значения. Следовательно, при создании диэлектрического слоя из полимерного материала с большим электрооптическим коэффициентом данная структура может служить в качестве оптического модулятора.

ЛИТЕРАТУРА

1. **S.Kawata, M.Ohtsu, M.Irie.** Nano-Optics. Berlin, Springer, 2002.
2. **E.Udd.** Fiber Optic Sensors. An Introduction for Engineers and Scientists. Wiley-Interscience, 1991.
3. **T.S.F.Yu.** Fiber Optic Sensors. Marcel Dekker, 2002.
4. **T.Abrahamyan, Kh.Nerkararyan, E.Janunts, R.Khachatryan, S.Harutyunyan.** Phys. Lett. A, **350**, 147 (2006).
5. **N.A.Janunts, K.S.Baghdasaryan, Kh.V.Nerkararyan, B.Hecht.** Opt. Commun., **253**, 118 (2005).
6. **T.Abrahamyan, E.Janunts, Kh.Nerkararyan.** Appl. Opt., **45**, 8194 (2006).
7. **J.Zasadzinski, R.Viswanathan, L.Madsen, J.Garnaes, D.Schwartz.** Science, **263**, 1726 (1994).
8. **R.Stockle, C.Fokas, V.Deckert, R.Zenobi, B.Sick, B.Hecht, U.P.Wild.** Appl. Phys. Lett., **75**, 160 (1999).

ԿՈԱՔՍԻԱԼ ԿՈՆԱԿԱՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ–ՄԵՏԱՂ–ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՈՎ ԵՐԿՈՒՂԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱԼԻՔԱՏԱՐԻ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Է.Գ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Խ.Վ. ՆԵՐԿԱՐԱՐՅԱՆ

Առաջարկված է դիէլեկտրիկ–մետաղ–դիէլեկտրիկ կոաքսիալ կոնական կառուցվածքի ստեղծման տարբերակ: Այս եղանակով ստեղծված երկուղի ալիքատարում արձանագրվում է ալիքային էներգիայի փոխանցում մի ալիքատարից մյուսին: Ալիքատարային ուղիների միջև փոխազդեցության ռեզոնանսային բնույթի հետևանքով էներգիայի փոխանցման պրոցեսը էապես կախված է լինում կառուցվածքի պարամետրերից, որը կարող է ծառայել որպես հիմք օպտիկական սենսորների և մոդուլյատորների ստեղծման համար:

FEATURES OF TWO-CHANNEL FIBER-WAVEGUIDE ON THE BASIS OF COAXIAL CONICAL DIELECTRIC–METAL–DIELECTRIC STRUCTURE

E.G. GEVORGYAN, Kh.V. NERKARARYAN

A method of creating a coaxial conical dielectric–metal–dielectric structure is offered. A transfer of the wave energy from one channel to another is registered in the two-channel waveguide. Because of the resonant character of interaction between the waveguide channels, the process substantially depends on the parameters of the structure which can serve as a basis for creation of optical sensors and modulators.