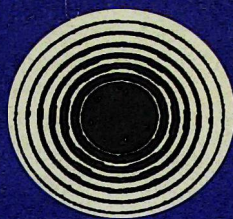


ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

40, N1, 2005

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

40

№ 1

ՀՀ ԳԱՍ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ ИЗДАТЕЛЬСТВО "ТИТУЛОН" НАН РА
ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН

2005

ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ
ՏՆՏԵԶԻ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ

ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ
40
1991

© Национальная Академия наук Армении
Известия НАН Армении, Физика

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

В. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
А. А. Ахумян
Г. А. Вартанетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
Д. Г. Саркисян
Ю. С. Чилингарян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՈՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շարոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Գ. Վազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Գ. Հ. Սարգսյան
Յու. Ս. Չիլինգարյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

V. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Ghazaryan
A. O. Melikyan
A. R. Mkrtychyan
D. H. Sarkisyan
Yu. S. Chilingaryan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

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.

УДК 539.12

ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ ПРИ
ПРОЛЕТЕ ЧЕРЕЗ ЩЕЛЬ И КРУГЛОЕ ОТВЕРСТИЕ

М.Г. ПОГОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 7 июля 2004 г.)

На основе принципа Гюйгенса исследовано дифракционное излучение равномерно и прямолинейно движущейся быстрой точечной заряженной частицы при пролете под произвольным углом через щель и круглое отверстие в плоском, бесконечно тонком и идеально проводящем экране.

1. Введение

Заряженная частица, пролетая мимо неоднородности, благодаря своему полю создает в этой неоднородности переменные токи (или переменную поляризацию), и неоднородность становится источником излучения, которое называют дифракционным (см., например, [1]). Поле дифракционного излучения равномерно движущейся, быстрой, точечной заряженной частицы при пролете под произвольным углом через отверстие произвольной формы в плоском, бесконечно тонком и идеально проводящем экране было вычислено в работе [2] по принципу Гюйгенса, в приближении Кирхгофа. Результаты при малых углах излучения и частных геометриях совпадают с результатами работ [3,4], полученными точным методом Винера-Хопфа для дифракционного излучения при пролете частицы мимо идеально проводящего и полубесконечного экрана в двух частных случаях. При перпендикулярном же пролете через отверстие произвольной формы они совпадают с результатами работ [5-7]. В работе [2] для фурье-образа по времени поля излучения в достаточно удаленных точках наблюдения $\mathbf{R}$ (в волновой зоне, при $kR \gg 1$) получена следующая формула:

$$\mathbf{E}_r(\mathbf{R}, \omega) = \pm \frac{ik_z}{2\pi} \frac{e^{ik\rho}}{R} \int_{sc} \mathbf{E}_r^e(\mathbf{r}, \omega) e^{-ik\rho} dS, \quad E_z = -\frac{(k\mathbf{E}_r)_z}{k_z}, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{E}_r^e(\mathbf{r}, \omega) = \frac{ie}{2\pi^2} \int_{sc} \left[\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \mathbf{q} \right] \frac{\delta(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v})}{q^2 - \omega^2/c^2} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} d\mathbf{q} \quad (2)$$

есть поле частицы с зарядом e , движущейся в пустоте равномерно и прямо-

линейно со скоростью $\mathbf{v}$, а ω и $\mathbf{q}$ – частота и волновой вектор псевдофотонов. Координатная система выбрана таким образом, что начало координат находится где-нибудь внутри отверстия, а экран находится в плоскости xoy , τ – единичный вектор в этой плоскости. Знак плюс в (1) соответствует излучению вперед, а знак минус – назад. Непосредственной подстановкой (2) в (1) для поля излучения получаем:

$$\mathbf{E}_\tau(\mathbf{R}, \omega) = \pm \frac{iek_z \omega}{2\pi^2 \gamma^3} \frac{e^{ikR}}{R} \int_{sc} \frac{\mathbf{p}v^2 - (\mathbf{p}\mathbf{v})\mathbf{v}_\tau}{|\mathbf{v}\mathbf{p}|} K_1 \left(\frac{\omega |\mathbf{v}\mathbf{p}|}{\gamma^2} \right) e^{i \left(\frac{\omega}{v^2} \mathbf{v} - \mathbf{k} \right) \rho} dS, \quad (3.1)$$

$$E_z(\mathbf{R}, \omega) = \mp \frac{ie\omega}{2\pi^2 \gamma^3} \frac{e^{ikR}}{R} \int_{sc} \frac{\mathbf{k}(\mathbf{p}v^2 - (\mathbf{p}\mathbf{v})\mathbf{v}_\tau)}{|\mathbf{v}\mathbf{p}|} K_1 \left(\frac{\omega |\mathbf{v}\mathbf{p}|}{\gamma^2} \right) e^{i \left(\frac{\omega}{v^2} \mathbf{v} - \mathbf{k} \right) \rho} dS, \quad (3.2)$$

где K_1 – функция Ганкеля от мнимого аргумента.

В последнее время в литературе появились работы (см. [8-14]), в которых с помощью дифракционного излучения изучались две проблемы. Первая из них – интенсивное излучение от периодически расположенных, параллельных полуплоскостей (так называемое когерентное или резонансное дифракционное излучение) в диапазоне от миллиметровых до ультрафиолетовых и рентгеновских длин волн. Вторая проблема касается диагностики пучков заряженных частиц. Но в обоих случаях надо иметь в виду такие факторы, как размер пучка, угловое распределение частиц, монохроматичность и т.д. Поэтому требуется знать свойства дифракционного излучения в общем случае произвольного угла пролета и произвольной формы отверстия.

В настоящей работе изучено дифракционное излучение равномерно движущейся, быстрой, точечной заряженной частицы при пролете через щель и круглое отверстие в плоском, бесконечно тонком и идеально проводящем экране.

2. Дифракционное излучение равномерно движущейся, точечной заряженной частицы при пролете под произвольным углом через щель в плоском, бесконечно тонком и идеально проводящем экране

Пусть заряженная частица пролетает через щель шириной a в идеально проводящем бесконечном экране. Выберем начало координат в точке пересечения траектории частицы с плоскостью щели, а ось x направим параллельно ее краям. Полярные углы будем отсчитывать от оси x , а азимутальные – от оси y , как показано на рис.1. Расстояние от начала координат до краев щели обозначим через a_1 и a_2 ($a_1 + a_2 = a$). Подставляя (2) в (1), получим для поля излучения:

$$\mathbf{E}_\tau = \mp \frac{ek_z \sin \vartheta}{2\pi^2 \omega \Gamma_0 \sin \phi} \frac{e^{ikR}}{R} \left\{ \mathbf{Q} \frac{e^{-qa_1}}{q} + \mathbf{Q}^* \frac{e^{-q^* a_1}}{q^*} \right\}, \quad (4.1)$$

$$E_z = \pm \frac{e \sin \vartheta}{2\pi^2 \omega \Gamma_0 \sin \phi} \frac{e^{ikR}}{R} \left\{ (\mathbf{k} \mathbf{Q}) \frac{e^{-qa_1}}{q} + (\mathbf{k} \mathbf{Q}^*) \frac{e^{-q^* a_1}}{q^*} \right\}, \quad (4.2)$$

где введены следующие обозначения:

$$\mathbf{Q} = \left\{ \frac{\omega \beta_x}{c} - k_x, \frac{\omega \beta_y}{c} - b - i \frac{\omega \sin \vartheta}{v \sin \phi} \Gamma_0, 0 \right\}, \quad q = \frac{\omega \sin \vartheta}{v \sin \phi} \Gamma_0 + i(k_y - b), \quad \beta = \frac{v}{c},$$

$$b = \frac{\omega \cos \vartheta}{v \sin \phi} (1 - \beta \cos \phi \cos \psi), \quad \Gamma_0 = \sqrt{(1 - \beta \cos \phi \cos \psi)^2 - \beta^2 \sin^2 \phi \sin^2 \psi}.$$

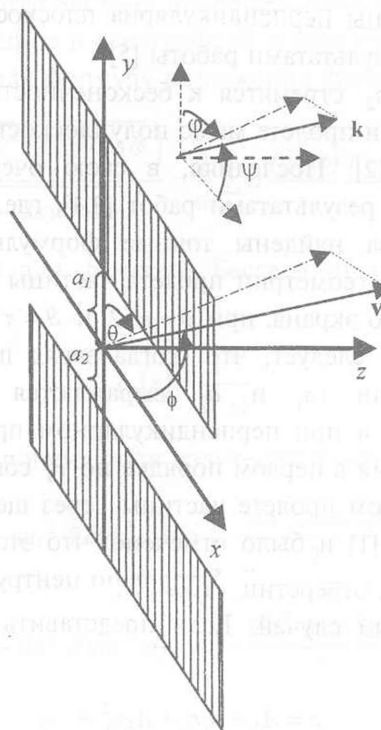


Рис.1.

Для энергии излучения отсюда получаем

$$\frac{d\varepsilon_\omega}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \Gamma_1 \cos^2 \psi \cos^2 \chi}{4\pi^2 c \Gamma_0 \sin^2 \vartheta} \times \left[e^{-\Gamma_4 a_1} + e^{-\Gamma_4 a_2} + 2e^{-\Gamma_4 a} \left\{ \Gamma_2 \cos(2\chi + (b - k_y)a) + \Gamma_3 \sin(2\chi + (b - k_y)a) \right\} \right], \quad (5)$$

где

$$\Gamma_4 = 2 \frac{\omega \sin \vartheta}{v \sin \phi} \Gamma_0, \quad \Gamma_2 = 1 - \frac{2}{\Gamma_1} (\Gamma_0 \sin \psi \sin \vartheta)^2, \quad \operatorname{tg} \chi = \frac{(1 - \beta_x \cos \psi) \cos \vartheta - \beta \sin \phi \sin \psi \cos \varphi}{\Gamma_0 \sin \vartheta},$$

$$\Gamma_1 = \left(\frac{\beta \sin \phi \cos \psi}{\sin \vartheta} \right)^2 \left[\left(1 - \frac{\beta_x}{\cos \psi} \right)^2 \sin^2 \varphi + \right. \\ \left. + \left(\beta_x - \cos \psi \right) \left(\cos \varphi - \cos \vartheta \frac{\operatorname{tg} \psi}{\operatorname{tg} \phi} \right) - \frac{\operatorname{tg} \psi \cos \vartheta}{\gamma^2 \beta \sin \phi} \right]^2 + \left(\frac{\operatorname{tg} \psi \Gamma_4}{k} \right)^2 \Bigg].$$

$$\Gamma_3 = \frac{\sqrt{2} \sin(\varphi - \pi/4) \sin 2\vartheta \sin \varphi \Gamma_0}{\Gamma_1} \left[\gamma^{-2} + (\beta_x - \cos \psi) \left(\beta_x + \frac{\sin \phi \operatorname{ctg} \psi}{\sqrt{2} \sin(\varphi - \pi/4) \cos \vartheta} \right) \right].$$

Если траектория частицы перпендикулярна плоскости щели ($\vartheta = \phi = \pi/2$), то (4) и (5) совпадают с результатами работы [5].

Когда a_1 или a_2 стремятся к бесконечности, то задача сводится к задаче об излучении при пролете мимо полуплоскости и (4) и (5) совпадают с результатами работы [2]. Последняя, в свою очередь, при малых углах излучения совпадает с результатами работ [3,4], где, как уже было сказано, методом Винера-Хопфа найдены точные формулы для дифракционного излучения при частной геометрии пролета частицы мимо полубесконечного и идеально проводящего экрана: при $\phi = \pi/2$ и $\vartheta = \pi/2$, соответственно.

Из формулы (5) следует, что, когда заряд пролетает на расстоянии $r_0 \neq 0$ от центра щели (a_1 и a_2 выражаются через r_0 посредством $a_{1,2} = (a/2) \pm r_0$), то, как и при перпендикулярном пролете [1,5], энергия дифракционного излучения в первом порядке по r_0 совпадает с энергией излучения при симметричном пролете частицы через щель ($r_0 = 0$). На это было обращено внимание в [1] и было отмечено, что этот факт является общим для всех симметричных отверстий. Пролет по центру симметрии представляет собой экстремальный случай. Если представить излученную энергию в виде ряда по r_0 :

$$\varepsilon = A_0 + A_1 r_0 + A_2 r_0^2 + \dots,$$

то из условия экстремума

$$\left. \frac{d\varepsilon}{dr_0} \right|_{r_0=0} = 0$$

следует, что $A_1 = 0$.

Имея в виду вышесказанное и то, что при пролете заряда под углом к нормали экрана равноудаленные от траектории участки поля доходят до экрана в разные моменты времени, следует, что угловой наклон более существен, чем отклонение от центра симметрии (малые поправки высокого порядка по r_0 в энергии). Этот факт мы будем использовать при расчете дифракционного излучения, когда заряд пролетает через круглое отверстие.

3. Дифракционное излучение равномерно движущейся, точечной заряженной частицы при пролете через круглое отверстие в плоском, бесконечно тонком и идеально проводящем экране

Пусть теперь частица пролетает через круглое отверстие с радиусом a в идеально проводящем бесконечном экране. Выберем начало координат в центре окружности. Полярные углы будем отсчитывать от оси z , а азимутальные – от оси x , как показано на рис.2. При общей геометрии задачи (при пролете через произвольную точку отверстия под произвольным углом) выражения для поля и энергии излучения весьма громоздки, поэтому будем рассматривать случай, когда частица пролетает через центр отверстия (имея в виду утверждение, сделанное в параграфе 2) и угол отклонения от оси z мал ($\vartheta \ll 1$). Тогда, имея в виду формулу разложения функции Ганкеля

$$\frac{K_1\left(\alpha\sqrt{x^2+y^2-2xy\cos\varphi}\right)}{\sqrt{x^2+y^2-2xy\cos\varphi}} = \frac{2}{\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} n \frac{I_n(\alpha x)}{x} \frac{K_n(\alpha y)}{y} \frac{\sin(n\varphi)}{\sin\varphi} \quad (6)$$

при $x < y$ и выражение для функции Бесселя от мнимого аргумента при малых x

$$I_n(x) \approx \frac{x^n}{2^n n!},$$

для тангенциальных компонент поля излучения из (3) получим:

$$E_x = \mp \left[\left(1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi\right) \sin \lambda - \frac{\sin^2 \vartheta \sin 2\varphi}{2} \cos \lambda \right] B, \quad (7.1)$$

$$E_y = \mp \left[\left(1 - \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi\right) \cos \lambda - \frac{\sin^2 \vartheta \sin 2\varphi}{2} \sin \lambda \right] B, \quad (7.2)$$

где

$$B = \frac{ek_z a}{\pi \gamma^2 v \cos^2 \vartheta / 2} \frac{e^{ikR}}{R} \times \\ \times \frac{\cos^2 \vartheta / 2 J_1\left(\frac{\omega b}{v} a\right) K_2\left(\frac{\omega \cos^2 \vartheta / 2}{\gamma v} a\right) - b \gamma J_2\left(\frac{\omega b}{v} a\right) K_1\left(\frac{\omega \cos^2 \vartheta / 2}{\gamma v} a\right)}{b^2 + \left(\frac{\cos^2 \vartheta / 2}{\gamma}\right)^2},$$

$$b = \sqrt{\sin^2 \vartheta + \beta^2 \sin^2 \psi - 2\beta \sin \vartheta \sin \psi \cos(\varphi - \phi)},$$

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{\sin \vartheta \cos \varphi - \beta \sin \psi \cos \phi}{\sin \vartheta \sin \varphi - \beta \sin \psi \sin \phi}, \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

При получении формул (7.1) и (7.2) мы воспользовались также следующими

соотношениями для цилиндрических функций:

$$e^{iz \sin \varphi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z) e^{in\varphi},$$

$$\int_a^{\infty} x J_1(bx) K_1(cx) dx = \frac{a}{b^2 + c^2} \{c J_1(ba) K_2(ca) - b J_2(ba) K_1(ca)\}.$$

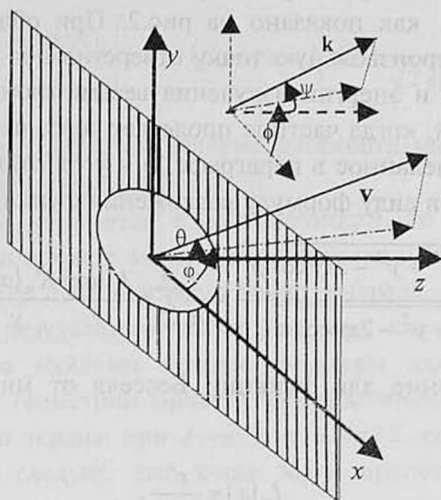


Рис.2.

При больших скоростях ($\omega a / \gamma v \ll 1$), когда, вообще говоря, справедливо приближение Гюйгенса ($v \approx c$), имея в виду выражение функции Ганкеля $K_n(x)$ при малых x

$$K_n(x) \approx \frac{(n-1)!}{2} \left(\frac{2}{x} \right)^n$$

и рекуррентное соотношение для функций Бесселя

$$J_0(x) + J_2(x) = \frac{2}{x} J_1(x),$$

для тангенциальных компонент поля излучения из (7) получим:

$$E_x = \mp \frac{ek_z}{\pi \gamma \omega \cos^4 \vartheta / 2} \frac{e^{ikR}}{R} \frac{(1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi) \sin \lambda - \frac{\sin^2 \vartheta \sin 2\varphi}{2} \cos \lambda}{b^2 + \left(\frac{\cos^2 \vartheta / 2}{\gamma} \right)^2} J_0 \left(\frac{\omega b}{v} a \right), \quad (8.1)$$

$$E_y = \mp \frac{ek_z}{\pi \gamma \omega \cos^4 \vartheta / 2} \frac{e^{ikR}}{R} \frac{(1 - \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi) \cos \lambda - \frac{\sin^2 \vartheta \sin 2\varphi}{2} \sin \lambda}{b^2 + \left(\frac{\cos^2 \vartheta / 2}{\gamma} \right)^2} J_0 \left(\frac{\omega b}{v} a \right). \quad (8.2)$$

Третью же компоненту $E_z(\mathbf{r}, \omega)$ найдем из условия поперечности поля излучения:

$$E_z = - \frac{(\mathbf{k} \mathbf{E}_\tau)}{k_z}. \quad (8.3)$$

Для энергии излучения, определяемого полями (8), получим:

$$\frac{d\varepsilon_\omega}{d\omega d\Omega} = \left(\frac{e\gamma \cos\psi}{\pi \cos^4 \vartheta/2} \right)^2 \frac{\cos^2(\varphi + \lambda) + \frac{\cos 2\vartheta}{\cos^2 \psi} \sin^2(\varphi + \lambda) + \operatorname{tg}^2 \psi \sin^2 \vartheta \sin^2(\varphi - \phi)}{c((\gamma b)^2 + \cos^4 \vartheta/2)^2} J_0^2 \left(\frac{\omega b}{v} a \right). \quad (9)$$

При перпендикулярном пролете через отверстие ($\vartheta = 0$) выражения (7), (8) и (9) совпадают с результатами, полученными в [6], которые, в свою очередь, при малых углах излучения совпадают с результатами работы [7], в которой точным методом Винера–Хопфа рассчитано дифракционное излучение при перпендикулярном пролете через круглое отверстие на бесконечном и идеально проводящем экране.

Выражаю благодарность Г.К.Аветисяну за обсуждение результатов и постоянный интерес к работе.

Работа финансировалась грантом NFSAT PH 082-02/CRDF 12023.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Л. Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм.ССР, 1969.
2. М.Г.Погосян. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 288 (2004).
3. А.П.Казанцев, Г.И. Сурдутович. ДАН СССР, **147**, 74 (1962).
4. Д.М.Седракан. Изв. АН Арм.ССР (серия физ.-мат. наук), **17**, 103 (1964).
5. М.Л.Тер-Микаелян, Б.В. Хачатрян. ДАН Арм.ССР, **40**, 13 (1965).
6. Б.В.Хачатрян. Изв. АН Арм.ССР (серия физ.-мат. наук), **18**, 133 (1965).
7. Ю.Н.Днестрянский, Д.П. Костомаров. ДАН СССР, **124**, 1026 (1959).
8. M.J.Moran, B.Chang. Nucl. Instr. and Meth. B, **40/41**, 970 (1989).
9. M.Castellano. Nucl. Instr. and Meth. A, **394**, 275 (1997).
10. D.W.Rule, R.B.Fiorito, W.D.Kimura. AIP Conference Proceedings, **390**, 510 (1997).
11. R.B.Fiorito, D.W. Rule. Nucl. Instr. and Meth. B, **173**, 67 (2001).
12. A.P.Potylitsyn, N.A. Potylitsyn. Preprint, lanl.arXiv physics/0002034 (2000).
13. Y.Shibata et al. Phys. Rev. E, **52**, 6787 (1995).
14. B.Feig et al. Nucl. Instr. and Meth. A, **475**, 492 (2001).

DIFFRACTION RADIATION OF FAST PARTICLES PASSING THROUGH A SLIT AND CIRCULAR APERTURE

M.G. POGHOSYAN

Based on the Huygens approach the diffraction radiation of a fast particle passing at an arbitrary angle through a slit and a circular aperture in an ideally conducting screen is studied.

УДК 539.2

ОДНОЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДВОЙНОЙ ЛИНЕЙНОЙ δ -ЯМЕ

Р.М. МОВСЕСЯН, А.С. СААКЯН

Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 12 апреля 2004 г.)

Рассмотрена система, состоящая из двух линейных δ -ям, образующих некоторый угол φ_0 . Исследованы одноэлектронные состояния в этой системе. Показано, что туннельная связь между ямами позволяет электрону проникнуть в область, непосредственно прилегающую к вершине этой ямы.

1. Современные технологии позволяют получать низкоразмерные системы различных геометрий [1,2]. Среди них особое место занимают системы, обладающие круговой симметрией, существенно влияющей на электронный энергетический спектр и, в конечном счете, на все физические свойства [3,4]. Выбором различных напыляемых веществ можно добиться образования электронных квантовых ям и туннельных структур, обладающих интересными свойствами благодаря именно круговой симметрии системы. В работе [5] рассмотрено поведение электрона в 2D-квантовой яме, обладающей формой кругового сектора. Симметрия системы приводит к тому, что поведение азимутальной степени свободы электрона подобно поведению частицы в одномерном периодическом поле [6]. В радиальном направлении электрон при определенных условиях может "скатываться" в область, непосредственно прилегающую к вершине сектора. В результате возникает ситуация, внешне похожая на известное квантовомеханическое падение на центр [7], однако система обладает основным состоянием. В результате в области вершины сектора происходит своеобразное накопление электронов и, в конечном счете, образование сильно-неоднородного электронного газа.

В настоящем сообщении рассмотрена система, состоящая из двух достаточно узких линейных квантовых ям, расположенных под некоторым углом φ_0 друг к другу. Для простоты будем считать, что ямы бесконечно узкие и локализованы на полупрямых $y = \pm kx$, $x > 0$, $k = \tan(\varphi_0/2)$. Тогда потенциал взаимодействия электрона с ямами имеет вид

$$U(x, y) = -U_0 R [\delta(y - kx) + \delta(y + kx)], \quad (1)$$

где U_0 – характерная глубина ямы, R – характерный радиальный размер системы.

Перейдем в полярную систему координат, в которой (1) примет следующий вид:

$$U(\rho, \varphi) = -\frac{U_0 R}{\rho} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [\delta(\varphi - 2\pi n) + \delta(\varphi - \varphi_0 - 2\pi n)], \quad (2)$$

где в явном виде учтена периодичность системы по азимутальной переменной, т.е. круговая симметрия системы. По азимутальной переменной (2) соответствует решетке с двумя "атомами" на элементарную ячейку (рис.1).

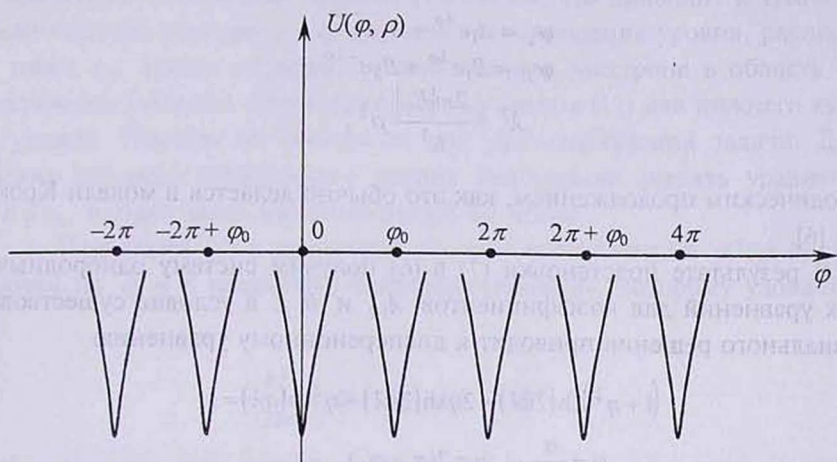


Рис.1. Схема потенциального рельефа (2).

В рамках этой простой модели найдены волновая функция и спектр электрона. Показано, что электрон может проникнуть в область вблизи вершины системы, т.е. возникает ситуация, близкая к описанной в работе [5]; это обусловлено геометрией системы и ее круговой симметрией.

2. Одноэлектронное уравнение Шредингера с потенциалом (1)

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \right) + U(\rho, \varphi) \psi = E \psi \quad (3)$$

можно решить, используя адиабатическое приближение. Представим волновую функцию в виде

$$\psi(\rho, \varphi) = \psi(\varphi, \rho) \cdot \Phi(\rho), \quad (4)$$

где $\psi(\varphi, \rho)$ – волновая функция азимутальной степени свободы, удовлетворяющая уравнению

$$-\frac{\hbar^2}{2m\rho^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + U(\rho, \varphi) \psi = (E_0 - \varepsilon_0) \psi, \quad (5)$$

где ε_0 – энергия связи электрона на одиночной δ -яме.

На волновую функцию $\psi(\varphi, \rho)$ следует наложить следующие граничные условия:

$$\begin{aligned}
\psi'(+0) - \psi'(-0) + \alpha\psi(0) &= 0, \\
\psi'(\varphi_0 + 0) - \psi'(\varphi_0 - 0) + \alpha\psi(\varphi_0) &= 0, \\
\psi_I(0) &= \psi_{II}(0), \\
\psi_{II}(\varphi_0) &= \psi_{III}(\varphi_0),
\end{aligned}
\tag{6}$$

где введено обозначение $\alpha = (2mU_0 / \hbar^2)\rho$, а римские индексы нумеруют следующие области: $I[-2\pi + \varphi_0, 0]$, $II[0, \varphi_0]$, $III[\varphi_0, 2\pi]$.

Волновую функцию $\psi(\varphi, \rho)$ следует искать в виде

$$\begin{aligned}
\psi_I &= A_1 e^{\lambda\varphi} + A_2 e^{-\lambda\varphi}, \\
\psi_{II} &= B_1 e^{\lambda\varphi} + B_2 e^{-\lambda\varphi}, \\
\lambda^2 &= \frac{2m|E_0|}{\hbar^2} \rho^2,
\end{aligned}
\tag{7}$$

с периодическим продолжением, как это обычно делается в модели Кронига-Пенни [6].

В результате подстановки (7) в (6) получим систему однородных линейных уравнений для коэффициентов $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$, а условие существования нетривиального решения приводит к дисперсионному уравнению

$$\begin{aligned}
(1 + \eta^2) \operatorname{ch}(2\pi\lambda) - 2\eta \operatorname{sh}(2\pi\lambda) - \eta^2 \operatorname{ch}(a\lambda) &= 1, \\
\eta &= \frac{\alpha}{2\lambda}, \quad a = 2(\pi - \varphi_0).
\end{aligned}
\tag{8}$$

Параметры λ и α зависят от радиальной переменной ρ , т.е. решения уравнения (8) для E_0 зависят от ρ как от параметра. Трансцендентность уравнения (8) не позволяет решить его точно, поэтому приходится прибегнуть к приближениям, соответствующим различным областям ρ и U . Исследование уравнения (8) упрощается, если учесть его факторизуемость:

$$\operatorname{th}(\pi\lambda) = \frac{2\eta \operatorname{ch}^2 \frac{\varphi_0 \lambda}{2}}{1 + \eta \operatorname{sh}(\varphi_0 \lambda)}, \quad \operatorname{th}(\pi\lambda) = \frac{2\eta \operatorname{sh}^2 \frac{\varphi_0 \lambda}{2}}{1 - \eta \operatorname{sh}(\varphi_0 \lambda)}.
\tag{9}$$

Тогда просто показать, что уравнения (9) в области $\pi\lambda \gg 1$, $\varphi_0 \ll 1$ обладают решениями

$$\lambda = \frac{4}{\alpha\varphi_0^2}, \quad \lambda = \frac{2}{\alpha\varphi_0^2},
\tag{10}$$

или

$$E_{01}(\rho) = \varepsilon_0 - \frac{2\hbar^6}{m^3 U_0^2 R^2 \varphi_0^4 \rho^4}, \quad E_{02}(\rho) = \varepsilon_0 - \frac{\hbar^6}{2m^3 U_0^2 R^2 \varphi_0^4 \rho^4},
\tag{11}$$

причем $E_{01}(\rho)$ расположен глубже, чем $E_{02}(\rho)$.

С учетом (11) неравенство $\pi\lambda \gg 1$ сводится к следующему:

$$\rho \ll \rho_0, \quad \rho_0 = \frac{2\pi\hbar^2}{mUR\varphi_0^2}, \quad (12)$$

хорошо выполняющемуся для достаточно малых φ_0 и неглубоких ям. Это значит, что (11) хорошо работает в области (12), т.е. в непосредственной близости от вершины системы.

Когда электрон находится на большом расстоянии от вершины сектора, он практически локализован по φ на уровне ε_0 . С приближением к острию происходит сближение потенциальных ям, что приводит к туннельному обобществлению электрона в результате возникновения уровня, расположенного ниже ε_0 . Таким образом, проникновение электрона в область острия энергетически выгодно. Это следует из выражения (11) для нижнего туннельного уровня. Именно он интересен для рассматриваемой задачи. Для нахождения верхнего туннельного уровня необходимо решить уравнение (5) при $E > \varepsilon_0$, однако здесь мы этого делать не будем.

3. Подставим (4) в уравнение (3), умножим слева на $\psi^*(\rho, \varphi)$, проинтегрируем по φ и в результате получим уравнение, которому удовлетворяет $\Phi(\rho)$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_\rho\Phi + E_0(\rho)\Phi + \hat{C}\Phi = E\Phi, \quad (13)$$

где Δ_ρ – радиальная часть 2D-лапласиана, $E_0(\rho)$ определяется выражением (11); а $\hat{C}$ – оператор неадиабатичности, который определяется следующим выражением:

$$\hat{C}\Phi = \frac{\hbar^2}{2m} \left[\int_0^{2\pi} \psi^* (\Delta_\rho \psi) \Phi d\varphi + \int_0^{2\pi} \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} d\varphi \right]. \quad (14)$$

В дальнейшем мы пренебрежем этим членом и укажем, при каких условиях это можно сделать.

Итак, рассмотрим уравнение

$$\Phi'' + \frac{1}{\rho}\Phi' + \left(\frac{\beta}{\rho^4} - k^2 \right) \Phi = 0, \quad (15)$$

где введены обозначения $\beta = \frac{4\hbar^4}{m^2 U^2 R^2 \varphi_0^4}$, $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E - \varepsilon_0)$.

Рассмотрим сначала состояния, которые соответствуют энергиям $E > \varepsilon_0$. Тогда легко показать, что в качестве фундаментальных решений уравнения (15) можно выбрать цилиндрические функции:

$$\Phi_1(\rho) = \begin{cases} J_0(k\rho) \\ Y_0(k\rho) \end{cases}, \quad k\rho \gg 1,$$

$$\Phi_2(\rho) = \begin{cases} J_0\left(\frac{\beta^{1/2}}{\rho}\right) \\ Y_0\left(\frac{\beta^{1/2}}{\rho}\right) \end{cases}, \quad k\rho \ll 1. \quad (16)$$

Для построения собственных значений воспользуемся граничными условиями $\psi(a) = \psi(R) = 0$, где a и R – радиальные границы системы, причем $a \ll R$:

$$\left. \begin{aligned} AJ_0(kR) + BY_0(kR) &= 0, \\ AJ_0\left(\frac{\beta^{1/2}}{a}\right) + BY_0\left(\frac{\beta^{1/2}}{a}\right) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Тогда дисперсионное уравнение, определяющее энергетический спектр, приобретает вид

$$J_0(kR)Y_0\left(\frac{\beta^{1/2}}{a}\right) - Y_0(kR)J_0\left(\frac{\beta^{1/2}}{a}\right) = 0, \quad (18)$$

и, наконец, используя асимптотические выражения для цилиндрических функций, получим

$$E = \varepsilon_0 + \frac{\hbar^2}{2mR^2} \left(\frac{\beta^{1/2}}{a} + \pi n \right)^2. \quad (19)$$

Рассмотрим теперь состояния, соответствующие области энергий $E < \varepsilon_0$. В этом случае

$$\Phi_1(\rho) = \begin{cases} I_0(k\rho) \\ K_0(k\rho) \end{cases} \quad k\rho \gg 1, \quad (20)$$

а $\Phi_2(\rho)$ совпадает с выражением (16) ($k\rho \ll 1$).

Дисперсионное уравнение в этом случае имеет вид

$$J_0\left(\frac{\beta^{1/2}}{a}\right)K_0(kR) - Y_0\left(\frac{\beta^{1/2}}{a}\right)I_0(kR) = 0, \quad (21)$$

и, переходя к асимптотам, получим

$$E = \varepsilon_0 - \frac{\hbar^2}{8mR^2} \ln^2 \operatorname{ctg} \xi, \quad \xi = \frac{\beta^{1/2}}{a} - \frac{\pi}{4}, \quad \operatorname{ctg} \xi > 0. \quad (22)$$

Таким образом, существует только один уровень энергии, расположенный

ниже ε_0 , этим и обеспечивается существование основного состояния.

Отметим, что волновые функции (16) и (20) ($k\rho \ll 1$) формально соответствуют падению частицы на центр в поле $U(\rho) \sim -\rho^{-4}$, однако для энергии основного состояния мы получили конечную величину (22); причиной тому использование двух граничных условий. С математической точки зрения это обеспечивает самосопряженность оператора Шредингера в (15) [8].

Следующим вопросом, который требует обоснования, является правомерность отбрасывания члена неадиабатичности в уравнении (13). Для этого необходимо с помощью волновых функций (7) получить явный вид оператора $\hat{C}$. Мы не будем излагать здесь всю эту процедуру, но отметим лишь результат: в области $(0, \varphi_0)$ вклад в оператор $\hat{C} \sim \exp(-1/\varphi_0 \rho^2)$, т.е. экспоненциально мал и поэтому может быть отброшен. В области $(\varphi_0, 2\pi)$ $\hat{C} \sim \exp(-\hbar^2/8m\rho^2)$; таким образом, при $\rho \rightarrow 0$ электрон движется в поле эффективных потенциалов $E_0(\rho)$ и C . Условие малости $\hat{C}\Phi$ ($\hat{C}\Phi \ll E_0\Phi$) имеет вид $\rho \ll \rho_0$; именно в этом приближении решено уравнение (8) (условие $\pi\lambda \gg 1$).

В заключение отметим, что дисперсионное уравнение (8) при $\varphi_0 = 0$ переходит в следующее:

$$\tanh \pi\lambda = \frac{\alpha}{2\lambda}. \quad (23)$$

Оно определяет энергетические уровни электрона в поле изолированного линейного δ -потенциала. Решая его в приближении $\pi\lambda \gg 1$, получим выражение для ε_0 :

$$\varepsilon_0 = -\frac{mU^2R^2}{2\hbar^2}. \quad (24)$$

Авторы признательны Х.В.Неркаряну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Esaki. In Proceedings of the 17-th International Conference of the Physics of Semiconductors, San Francisco, August 1984, p.27.
2. L. Esaki. IEEE J. Quantum Electronics, QE-22, 1611 (1986).
3. Ho-Fai Cheung, Iuval Gefen, et al. Phys. Rev., 37, 11 (1988).
4. Y. Imry. Introduction to Mesoscopic Physics. Oxford, University Press, 2002.
5. Р.М.Мовсесян, А.С.Саакян. Изв. НАН Армении, Физика, 39, 147 (2004).
6. К.Зеегер. Физика полупроводников. М., Мир, 1977.
7. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М., Наука, 1974.
8. А.И.Базь, Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., Наука, 1971.

ONE-ELECTRON STATES IN A LINEAR DOUBLE δ -WELL

R.M. MOVSESYAN, A.S. SAHAKYAN

A system consisting of two linear δ -wells which form an angle φ_0 is considered. One-electron states in such a system are studied. It is shown that the tunnel coupling between the wells permits an electron to penetrate into the region of the well vertex.

УДК 535.016

ПЕРВАЯ МОДЕЛЬ ДЕМКОВА–КУНИКЕ В ТЕОРИИ ФОТОАССОЦИИИ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ

В.Р. КАЗАРЯН

Инженерный центр НАН Армении

(Поступила в редакцию 1 сентября 2004 г.)

Изучена первая модель Демкова–Кунике прохождения резонанса в процессе лазерной фотоассоциации атомарного Бозе–Эйнштейновского конденсата. С помощью применения нелинейного интегрального уравнения Вольтерра получена аналитическая формула для конечной вероятности перехода в молекулярное состояние в пределе слабого взаимодействия.

Получение сверххолодных молекул посредством фотоассоциации или Фешбах-резонанса в атомомолекулярных Бозе-конденсатах и сверхохлажденных ферми-газах является одной из наиболее важных задач современной атомной и молекулярной физики. Исследованию этой проблемы в последние годы посвящено множество и экспериментальных, и теоретических работ. Общей задачей здесь является эффективное управление неадиабатическими квантовыми переходами с помощью внешних лазерных или магнитных полей. В данном контексте важную роль играют эффекты, зависящие от конфигурации импульса. В такого рода задачах наиболее простой и широко используемой моделью является модель Ландау–Зинера [1] (модель с постоянной амплитудой поля и линейным прохождением резонанса). Но с физической (и в некотором смысле с математической) точки зрения эта модель имеет ряд существенных недостатков, таких как бесконечная энергия внешнего поля при $t \rightarrow \pm\infty$ и линейно изменяющаяся во времени расстройка частоты. Последнее допущение, хотя оно и довольно хорошо описывает ситуацию около точки резонансного перехода, все же нефизично, ибо экспериментально реализуемым является только конечное значение расстройки при $t \rightarrow \pm\infty$. Следовательно, рассмотрение моделей с отсутствием упомянутых недостатков даст более точное представление о поведении Бозе-конденсата. Такой моделью является, например, первая модель Демкова–Кунике [2], представляющая собой усовершенствованный, физически более корректный и экспериментально реализуемый вариант модели с (приблизительно) линейным прохождением резонанса.

В квазирезонансном приближении полуклассические уравнения, опи-

сывающие двухмодовую фотоассоциацию [3] Бозе-Эйнштейновского конденсата [4], имеют вид следующей системы нелинейных уравнений для амплитуд вероятностей атомарного и молекулярного состояний a_1 и a_2 :

$$i \frac{da_1}{dt} = U(t) e^{-i\delta(t)} \bar{a}_1 a_2, \quad i \frac{da_2}{dt} = \frac{U(t)}{2} e^{i\delta(t)} a_1 a_1, \quad (1)$$

где t – (безразмерное) время, $U = U(t)$ – частота Раби, а $\delta = \delta(t)$ – функция модуляции расстройки. Такие же уравнения встречаются в задачах нелинейной оптики при генерации второй гармоники [5] и в различных полевых теориях, где гамильтониан содержит слагаемое вида $a_2^\dagger a_1 a_1$. Система (1) сохраняет общее число частиц, которое мы нормируем на единицу: $|a_1|^2 + 2|a_2|^2 = \text{const} = 1$. Будем считать, что до начала воздействия конденсат находился в атомарном состоянии: $a_1(-\infty) = 1, a_2(-\infty) = 0$.

Важным общим свойством системы (1) является, как и в линейной двухуровневой задаче, *классовое свойство* решений [6], согласно которому, если $a_{1,2}^*(x)$, $U^*(x)$, и $\delta^*(x)$ удовлетворяют системе (1), переписанной для переменной x , то решение системы (1) для функций $U(t)$ и $\delta(t)$, определенных в виде

$$U(t) = U^*(x)(dx/dt), \quad \delta(t) = \delta^*(x)(dx/dt) \quad (2)$$

для произвольных $x(t)$, выражается как $a_{1,2}(t) = a_{1,2}^*(x(t))$. Это дает возможность записать решение для любого члена определенного класса через решение для базовых представителей $U^*(x)$, $\delta^*(x)$ этого класса. Рассматриваемая здесь первая модель Демкова-Кунике

$$U(t) = U_0 \operatorname{sech}(t), \quad \delta(t) = 2\delta_2 \tanh(t) \quad (3)$$

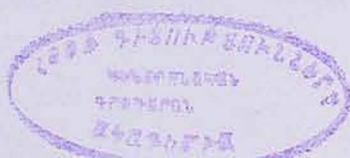
принадлежит к классу, порожденному базовой моделью [6]

$$U^*(x) = \frac{U_0}{\sqrt{x(1-x)}}, \quad \delta^*(x) = \frac{\delta_1}{x} + \frac{\delta_2}{1-x}. \quad (4)$$

При произвольном реальном $x(t)$ данный класс представляет собой семейство Хью-Кэрролла, содержащее ряд важных представителей, таких как асимметричные импульсы с постоянной расстройкой поля ($\delta(t) = \Delta$) Бамбини-Бермана, знаменитая модель Розена-Зинера и т.д. [6]. Первая модель Демкова-Кунике получается при замене $x(t) = (1 + \tanh(t))/2$. При разных значениях параметров δ_1 и δ_2 данная модель описывает процессы как без пересечения уровней (δ_1 и δ_2 одного знака), так и с пересечением (δ_1 и δ_2 разного знака). Модели Розена-Зинера, для которой расстройка поля постоянна, соответствует выбор $\delta_1 = \delta_2$. Нашей же модели (3) соответствует спецификация $\delta_1 = -\delta_2$. Базовая функция модуляции расстройки внешнего поля, соответствующая (3), имеет вид $\delta^*(x) = \ln[2^{-2\delta_2}(x(1-x))^{-\delta_2}]$.

При решении системы (1) нами используется ее линейный аналог:

$$i \frac{da_{1L}}{dt} = U(t) e^{-i\delta(t)} a_{2L}, \quad i \frac{da_{2L}}{dt} = U(t) e^{i\delta(t)} a_{1L}, \quad (5)$$



с такими же $U(t)$, $\delta(t)$, начальным условием $a_{2L}(-\infty)=0$ и интегралом движения $|a_1|^2 + |a_2|^2 = I_L$, где для обеспечения асимптотического совпадения в поведении систем (1) и (5) в начале процесса необходимо выбрать $I_L=1/4$, из чего вытекает условие $a_{1L}(-\infty)=1/2$. Решение данной линейной задачи для первой модели Демкова-Куники с интегралом движения $I_L=1/4$ есть:

$$\begin{aligned} a_{1L} &= 2^{-1} \cdot {}_2F_1(-i\delta_2 + \sqrt{U_0^2 - \delta_2^2}, -i\delta_2 - \sqrt{U_0^2 - \delta_2^2}; 1/2 - i\delta_2; x), \\ a_{2L} &= \frac{4^{-i\delta_2} U_0}{i + 2\delta_2} (x(1-x))^{1/2-i\delta_2} \cdot {}_2F_1(1-i\delta_2 + \sqrt{U_0^2 - \delta_2^2}, 1-i\delta_2 - \sqrt{U_0^2 - \delta_2^2}; 3/2 - i\delta_2; x), \end{aligned} \quad (6)$$

где $x(t) = (1 + \tanh(t))/2$, а ${}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; x)$ – гипергеометрическая функция Гаусса [7]. Конечная вероятность перехода выражается через известную формулу

$$p_L(t \rightarrow \infty) = |a_{2L}(t \rightarrow \infty)|^2 = p_{DK} / 4 = \left[1 - \cosh^2 \left(\pi \sqrt{\delta_2^2 - U_0^2} \right) \operatorname{sech}^2 \pi \delta_2 \right] / 4. \quad (7)$$

Для решения системы (1) ранее был предложен метод интегрального уравнения Вольтерра, позволяющий избавиться от известных проблем с расходимостью [8] и построить решение в виде сходящегося ряда для случая малых интенсивностей внешнего поля. Интегральное уравнение Вольтерра, эквивалентное исходной системе уравнений (1), имеет вид [8]

$$p(x) = C_1 C_\delta^*(x) + C_2 S_\delta^*(x) + \frac{U_0^2}{4} f_0 - 4U_0^2 \int_{x_0}^x K^*(x, \xi) \frac{U^*(\xi)}{U_0} \left(p(\xi) - \frac{3}{2} p^2(\xi) \right) d\xi, \quad (8)$$

где для рассматриваемых начальных условий $C_1 = C_2 = 0$, а ядро $K^*(x, \xi)$ и функции $C_\delta^*(x)$, $S_\delta^*(x)$ и $f_0(x)$ для модели (4) определены следующим образом:

$$\begin{aligned} K^*(x, \xi) &= [C_\delta^*(x) - C_\delta^*(\xi)] \cos \delta^*(\xi) + [S_\delta^*(x) - S_\delta^*(\xi)] \sin \delta^*(\xi), \\ C_\delta^*(x) &= \left[2^{2i\delta_2} B_x(1/2 + i\delta_2, 1/2 + i\delta_2) + 2^{-2i\delta_2} B_x(1/2 - i\delta_2, 1/2 - i\delta_2) \right] / 2, \\ S_\delta^*(x) &= i \left[2^{2i\delta_2} B_x(1/2 + i\delta_2, 1/2 + i\delta_2) - 2^{-2i\delta_2} B_x(1/2 - i\delta_2, 1/2 - i\delta_2) \right] / 2, \\ f_0(x) &= B_x(1/2 + i\delta_2, 1/2 + i\delta_2) B_x(1/2 - i\delta_2, 1/2 - i\delta_2). \end{aligned} \quad (9)$$

Отметим, что уравнение (8) будет справедливо и для линейной системы (3), если в нем опустить член, пропорциональный p^2 .

Согласно общей теории уравнений Вольтерра, если $f_0^*(x)$ и $K^*(x, \xi)$ ограничены, то в случае *слабой нелинейности* ($U_0^2 < 1$) решение задачи строится с помощью равномерно сходящегося всюду разложения Пикара [9] (в качестве нулевого приближения берется $p_0 = C_1 C_\delta^*(x) + C_2 S_\delta^*(x) + U_0^2 f_0 / 4$ [8]). Заметив, что первые три члена разложения Пикара для (8) и соответствующего линейного интегрального уравнения совпадают, становится возможным построение быстро сходящегося ряда путем замены $p = p_L + u$, где $p_L = |a_{2L}|^2$. Для функции $u(x)$ получается новое интегральное уравнение хаммерштейн-

новского типа [9]:

$$u(x) = u_0(x) - 4U_0^2 \int_{x_0}^x K^*(x, \xi) \frac{U^*(\xi)}{U_0} \left((1 - 3p_L(\xi))u(\xi) - \frac{3}{2}u^2(\xi) \right) d\xi, \quad (10)$$

где

$$u_0(x) = 6U_0^2 \int_{x_0}^x K^*(x, \xi) \frac{U^*(\xi)}{U_0} p_L^2(\xi) d\xi. \quad (11)$$

Нетрудно показать, что в режиме *слабого взаимодействия* можно ограничиться первым членом уравнения (10). Тем самым, приближенное решение для (1) записывается с помощью решения линейной системы (5):

$$p(x) = p_L(x) + 6U_0^2 \int_{x_0}^x K^*(x, \xi) \frac{U^*(\xi)}{U_0} p_L^2(\xi) d\xi. \quad (12)$$

Для расчета интеграла в (12) с точностью до заданной степени U_0^2 используется аппроксимация p_L конечным числом слагаемых его пикаровского ряда. Ограничиваясь точностью до $O(U_0^8)$ (первым порядком разложения), положим $p_L(x) \equiv A f_0(x)$ и после некоторых вычислений получим конечную вероятность перехода в молекулярное состояние:

$$p(1) = p_L(1) + 12A^2 U_0^2 \int_0^1 (C_0 \cos(\delta^*(\xi)) + S_0 \sin(\delta^*(\xi))) \frac{U^*(\xi)}{U_0} g(\xi) d\xi, \quad (13)$$

где $g(x) = f_0(x)f_0(1-x)$. Далее, можно показать, что функция $g(x)$ при малых и умеренных расстройках (до $\delta_2/U_0 \sim 1$) хорошо аппроксимируется формулой $g(x) \approx g(1/2) \cdot 4x(1-x)$. Случай $\delta_2/U_0 \gg 1$ особого интереса не представляет, поскольку при очень слабых полях ($U_0^2 \ll 1$) или слишком больших расстройках ($\delta_2 \gg 1$) переход в молекулярное состояние практически отсутствует. С этой подстановкой интеграл в (13) аналитически легко вычисляется, и решение нелинейной задачи (1) при $t \rightarrow \infty$ с точностью до $O(U_0^8)$ определяется следующей формулой ($A = p_{DK}/(4f_0(1))$):

$$p_\infty = p(t \rightarrow \infty) = \frac{p_{DK}}{4} \left(1 + \frac{3U_0^2}{16} \frac{1 + 2\delta_2^2}{1 + \delta_2^2} f_0(+\infty) \frac{p_{DK}}{4} \right), \quad f_0(+\infty) = \frac{\pi \tanh(\pi \delta_2)}{\delta_2}. \quad (14)$$

Данная формула довольно хорошо согласуется с численным решением (1) (см. рис.1). Модель Демкова-Кунике (3) переходит в модель Ландау-Зинера $U(t) = U_0 = \text{const}$, $\delta_i(t) = 2\delta_{LZ}t$, если перейти к размерной переменной t/τ , положить $\delta_2 = \delta_{LZ}\tau$ и устремить τ к бесконечности. Записав решение (14) в размерном виде (данная процедура равносильна замене $U_0 \rightarrow \tau U_0$, $\delta_2 \rightarrow \tau \delta_2$) и переходя к указанному пределу, можно убедиться, что полученная нами формула (14) переходит в соответствующую формулу для нели-

нейной модели Ландау–Зинера, полученную в [10], с небольшой разницей в числовом множителе перед нелинейной поправкой. Действительно, имеем

$$p_{\infty}(\delta_2 \rightarrow \infty) = \frac{1 - e^{-\pi U_0^2 / \delta_{LZ}}}{4} \left(1 + \frac{3\pi}{8} \frac{U_0^2}{\delta_{LZ}} \frac{1 - e^{-\pi U_0^2 / \delta_{LZ}}}{4} \right), \quad (15)$$

а формула для модели Ландау–Зинера [10] гласит

$$p_{LZ}^N = \frac{1 - e^{-\pi U_0^2 / \delta_{LZ}}}{4} \left(1 + \frac{4}{\pi} \frac{U_0^2}{\delta_{LZ}} \frac{1 - e^{-\pi U_0^2 / \delta_{LZ}}}{4} \right). \quad (16)$$

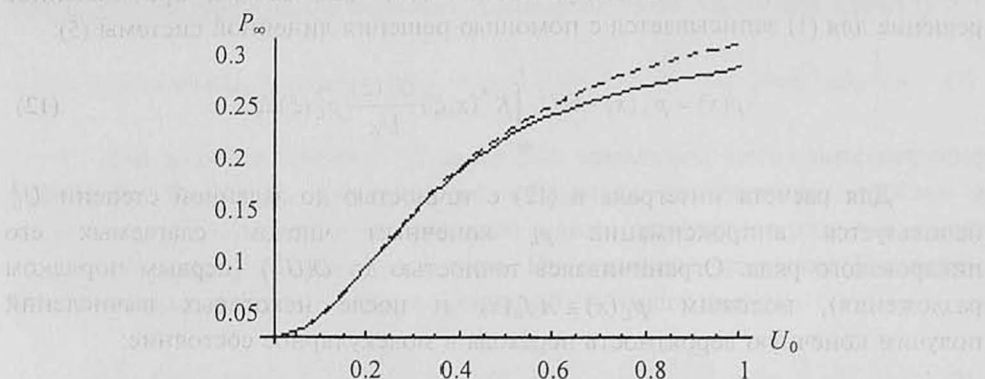


Рис.1. Конечная вероятность перехода при $\delta_2 = U_0$. Пунктирная линия – численное решение, сплошная линия – приближенная формула.

Разница в числовых множителях нелинейной поправки составляет $3\pi/8 - 4/\pi \approx 1.178 - 1.273 = 0.095 \approx 0.1$. Следует, однако, отметить, что эта разница ожидаемая, ибо она обусловлена разными степенями точности вычисления данных формул. При выводе (16) использовалось собственно решение p_L , в то время как выше мы применили замену $p_L(x) \cong A f_0(x)$ и определенную аппроксимацию для $g(x) = f_0(x)f_0(1-x)$.

Автор благодарен А.М.Ишханяну за большую помощь в ходе выполнения данной работы. Работа выполнена при поддержке грантов Фонда Гражданских Исследований и Разработок США № NFSAT PH 100-02 и RA № 0591-2002.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.D. Landau. Phys. Z. Sowjetunion, **2**, 46 (1932); C.Zener. Proc. R. Soc. (London) A, **137**, 696 (1932).
2. Н.Демков, М.Кунике. Вестник ЛГУ, физ., хим., **16**, 39 (1969); К.А.Suominen and B.M.Garraway, Phys. Rev. A, **45**, 374 (1992).
3. J.Javanainen and M.Mackie. Phys. Rev. A, **59**, R3186 (1999); M.Kořtrun, M.Mackie, R.Cote, and J.Javanainen. Phys. Rev. A, **62**, 063616 (2000).
4. M.H.Anderson et al. Science, **269**, 198 (1995); K.B.Davis et al. Phys. Rev. Lett., **75**, 3969 (1995); C.C.Bradley, C.A.Sackett, et al., ibid, **75**, 1687 (1995).
5. Y.R. Shen, The Principles of Nonlinear Optics. Wiley, New York, 2002; R.W.Boyd. Nonlinear Optics. Boston, Academic Press, 1992.

6. A.M.Ishkhanyan. J. Phys. A, 33, 5539 (2000); A.M. Ishkhanyan. Opt. Commun., 176, 155 (2000).
7. M.Abramowitz and I.A.Stegun. Handbook of Mathematical Functions. Dover, New York, 1965; A.Erdelyi, W.Magnus, F.Oberhettinger, and F.G.Tricomi. Higher Transcendental Functions. McGraw-Hill, New York, 1953.
8. A.M.Ишханян, Г.П.Черников. Изв. НАН Армении, Физика, 39, 1 (2004). A.M.Ishkhanyan, G.P.Chernikov, and J.Javanainen, in Proc. of Conf. Laser Physics-2002, Ashtarak, 2003, p.55.
9. F.G.Tricomi. Integral Equations. New York, Dover Publications, 1985; H.Brunner and P.J. van der Houwen. The Numerical Solution of Volterra Equations. Amsterdam, North Holland, 1986; R.K.Miller. Nonlinear Volterra Integral Equations. New York, Benjamin, 1971.
10. A.Ishkhanyan, M.Mackie, A.Carmichael, P.L.Gould, and J.Javanainen. Phys. Rev. A, 69, 043612 (2004); A.M.Ишханян. Доклады НАН Армении, 104, 112 (2004).

ԴԵՄԿՈՎ-ԿՈՆԻԿԵԻ ԱՌԱՋԻՆ ՍՈԳԵԼԸ ՍԱՌՆ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՖՈՏՈԱՍՈՑԻԱՅԻԱՅԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ

Վ.Ռ. ԴԱԶԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է ատոմական Բոզե-Էյնշտեյնյան կոնդենստի լազերային ֆոտոասոցիացիայի պրոցեսում ռեզոնանսի անցման Դեմկով-Կունիկեի առաջին մոդելը: Վոլտերրայի ոչ-գծային ինտեգրալ հավասարման կիրառմամբ ստացված է մոլեկուլային վիճակի անցման վերջնական հավանականության անալիտիկ բանաձև թույլ փոխազդեցության սահմանի համար:

FIRST DEMKOV-KUNIKE MODEL IN THE THEORY OF PHOTOASSOCIATION OF COLD ATOMS

V.R. GHAZARYAN

The first Demkov-Kunike model of the resonance passage in a process of laser photoassociation of an atomic Bose-Einstein condensate is studied. Using a nonlinear Volterra integral equation, an analytic formula for the final probability of the transition into the molecular state is obtained for the weak interaction limit.

УДК 535.13

ГЕНЕРАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНИУМА В БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ В НЕСКОЛЬКО ОПТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

К.Ж. СТЕПАНЯН

EpygiLabs AM LLC, Ереван

(Поступила в редакцию 20 января 2004 г.)

Проведено теоретическое исследование процесса генерации разностных частот лазерными импульсами длительностью в несколько оптических колебаний. Методом конечных разностей получено численное решение системы нелинейных уравнений Максвелла, описывающих данную задачу. Проведено численное моделирование процесса распространения обыкновенно-поляризованного пробного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в поле необыкновенно-поляризованного импульса накачки в отрицательном одноосном кристалле в направлении, перпендикулярном оптической оси. В частности, рассмотрено распространение пробного импульса длительностью $\tau_s = 10$ фс с длиной волны $\lambda_s = 800$ нм в поле импульса накачки длительностью $\tau_p = 100$ фс с длиной волны $\lambda_p = 532$ нм в кристалле LiNbO_3 толщиной 60 мкм при температуре 230°C .

1. Введение

В настоящее время освоение фемтосекундного временного диапазона является очередным шагом в изучении быстропротекающих процессов взаимодействия излучения с веществом. Практический интерес представляет исследование процесса взаимодействия лазерного импульса с длительностью в несколько оптических колебаний с прозрачными нелинейными средами. Следовательно, весьма актуальной является задача генерации разностных частот, сосредоточенных в области ближнего ИК диапазона, лазерными импульсами длительностью в несколько оптических колебаний с точки зрения их использования в сверхскоростных оптических системах передачи информации со спектральным уплотнением. Для эффективной генерации разностных частот представляет интерес исследование параметрического взаимодействия в нелинейном кристалле мощной волны накачки с пробной сигнальной волной. Исследованию данного процесса в диапазоне длительностей импульсов ≥ 100 фс посвящен целый ряд работ и монографии (см., например, [1]). В гораздо меньшей степени изучены подобные процессы в диапазоне длительностей импульсов ~ 10 фс, составляющих несколько оптических

колебаний.

Очевидно, что описание процесса распространения лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний методом медленно-меняющихся амплитуд (ММА) становится некорректным, поскольку в его основе лежит предположение о медленности изменения комплексной амплитуды импульса в масштабах среднего периода колебаний. Для решения подобных задач была разработана модификация метода ММА [2]. Наряду с этим одним из эффективных методов решения данной задачи является численное решение системы нелинейных уравнений Максвелла [3].

В настоящей работе для численного решения системы нелинейных уравнений Максвелла использован метод конечных разностей во временной области (Finite Difference Time Domain – FDTD). Этот метод широко и успешно используется для решения ряда задач нелинейной оптики, однако, насколько нам известно, для решения данной задачи этот метод ранее не применялся.

Нами рассмотрено распространение обыкновенно-поляризованного пробного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в поле необыкновенно-поляризованного импульса накачки в отрицательном одноосном кристалле в направлении, перпендикулярном оптической оси. Длина рассматриваемого нелинейного кристалла выбрана таким образом, что ширина фазового синхронизма больше ширины полосы спектра пробного импульса. При этом имеет место режим стационарного взаимодействия пробного импульса с импульсом накачки. В качестве конкретного примера численным методом решена задача генерации разностной частоты с пробным импульсом длительностью $\tau_s = 10$ фс и длиной волны $\lambda_s = 800$ нм в поле импульса накачки длительностью $\tau_p = 100$ фс и длиной волны $\lambda_p = 532$ нм в кристалле LiNbO_3 толщиной 60 мкм при температуре 230°C . При этом энергии пробного импульса и импульса накачки составляют соответственно 97 пДж и 0.4 мкДж. Рассчитана зависимость коэффициента преобразования от температуры и интенсивности накачки. Показано, что ширина температурного синхронизма для коэффициента преобразования в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне равна 70°C .

2. Постановка задачи

В данной работе для описания генерации частотных компонент в ближнем ИК диапазоне используется приближение плоской волны. Рассмотрим необыкновенный линейно-поляризованный лазерный импульс накачки с компонентами поля E_{zp} и H_{xp} с центральной длиной волны λ_p и обыкновенный линейно-поляризованный лазерный пробный импульс с компонентами поля E_{zs} и H_{zs} длительностью в несколько оптических колебаний с центральной длиной волны λ_s , распространяющиеся вдоль оси y , перпендикулярно оптической оси одноосного кристалла $3m$ симметрии. Уравнения

Максвелла, описывающие нелинейное взаимодействие пробного импульса и импульса накачки, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y}, \quad \frac{\partial D_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y}, \quad \frac{\partial D_z}{\partial t} = -\frac{\partial H_x}{\partial y}, \quad (2)$$

$$E_x = \frac{D_x - (P_{xL} + P_{xNL})}{\varepsilon_0}, \quad (1a)$$

$$E_z = \frac{D_z - (P_{zL} + P_{zNL})}{\varepsilon_0}, \quad (2a)$$

где E_x и E_z – обыкновенно и необыкновенно-поляризованное суммарное электрическое поле, D_x и D_z – электрические индукции, μ_0 и ε_0 – магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума, P_{xL} и P_{xNL} – линейная и нелинейная поляризации обыкновенно-поляризованной волны, и P_{zL} и P_{zNL} – линейная и нелинейная поляризации необыкновенно-поляризованной волны, соответственно. Линейная электрическая поляризация может быть выражена в виде

$$P_{xL}(t) = \varepsilon_0 \int \chi_x^{(1)}(t-t_1) \cdot E_x(t_1) dt_1, \quad P_{zL}(t) = \varepsilon_0 \int \chi_z^{(1)}(t-t_1) E_z(t_1) dt_1. \quad (3)$$

Нелинейная поляризация одноосного оптического кристалла группы симметрии $3m$, как LiNbO_3 , в квазистатическом приближении имеет вид

$$P_{xNL}(t) = 2\varepsilon_0 \cdot d_{31} \cdot E_x(t) E_z(t), \quad P_{zNL}(t) = \varepsilon_0 \cdot d_{33} \cdot E_z^2(t) + \varepsilon_0 \cdot d_{31} \cdot E_x^2(t), \quad (4)$$

где d_{31} и d_{33} – ненулевые компоненты тензора нелинейной восприимчивости кристалла второго порядка. Квазистатическое приближение в нелинейной части поляризации среды имеет место в ближнем инфракрасном диапазоне спектра при малых толщинах нелинейного кристалла и малых значениях электрического поля импульса накачки [4]. Линейные восприимчивости кристалла $\chi_{x,z}^{(1)}(\omega)$ для обыкновенной и необыкновенной волны определяются соответствующими значениями коэффициентов преломления

$$\chi_{x,z}^{(1)}(\omega) = n_{or,e}^2(\omega, T) - 1, \quad (5)$$

где $n_{or}(\omega, T)$ и $n_e(\omega, T)$ – показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волны при заданном значении температуры. В полосе прозрачности кристалла показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волны для LiNbO_3 могут быть аппроксимированы уравнениями Селмейера [5], которые основаны на классической модели атома Лоренца. Согласно (5) и [5], линейные восприимчивости среды могут быть представлены в виде

$$\chi_{x,z}^{(1)}(\omega) = \left(a_{o,e} - \frac{b_{o,e}}{c_{o,e}^2} \right) + \frac{(b_{o,e}/c_{o,e}^2)}{1 - c_{o,e}^2 \cdot \omega^2} - \frac{q_{o,e}}{\omega^2}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} a_o &= 3.913, \quad b_o = \left(\frac{0.1173}{(2\pi \cdot c)^2} + \frac{1.65 \cdot 10^{-8} \cdot T^2}{(2\pi \cdot c)^2} \right), \quad c_o = (0.212 + 2.7 \cdot 10^{-8} \cdot T^2) / (2\pi \cdot c), \\ q_o &= 2.78 \cdot 10^{-2} \cdot (2\pi \cdot c)^2, \quad a_e = (3.5567 + 2.605 \cdot 10^{-7} \cdot T^2), \quad b_e = \left(\frac{0.097}{(2\pi \cdot c)^2} + \frac{2.7 \cdot 10^{-8} \cdot T^2}{(2\pi \cdot c)^2} \right), \\ c_e &= (0.201 + 5.4 \cdot 10^{-8} \cdot T^2) / (2\pi \cdot c), \quad q_e = 2.24 \cdot 10^{-2} \cdot (2\pi \cdot c)^2, \end{aligned} \quad (7)$$

где c – скорость света в вакууме в единицах мкм/с.

Трем слагаемым функции линейной восприимчивости в (6) соответствует следующее разложение функции линейной поляризации во временном представлении:

$$P_{xL}(t) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{co} \cdot E_x(t) + F_x(t) + G_x(t), \quad P_{zL}(t) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{ce} \cdot E_z(t) + F_z(t) + G_z(t), \quad (8)$$

где $\varepsilon_{co} = a_o - b_o / c_o^2$, $\varepsilon_{ce} = a_e - b_e / c_e^2$, а $F_{x,z}(t)$ и $G_{x,z}(t)$ – решения следующих обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} c_o^2 \cdot \frac{\partial^2 F_x(t)}{\partial t^2} + F_x(t) &= \varepsilon_0 \cdot \frac{b_o}{c_o^2} \cdot E_x(t, y), & \frac{\partial^2 G_x(t)}{\partial t^2} &= \varepsilon_0 \cdot q_o \cdot E_x(t, y), \\ c_e^2 \cdot \frac{\partial^2 F_z(t)}{\partial t^2} + F_z(t) &= \varepsilon_0 \cdot \frac{b_e}{c_e^2} \cdot E_z(t, y), & \frac{\partial^2 G_z(t)}{\partial t^2} &= \varepsilon_0 \cdot q_e \cdot E_z(t, y). \end{aligned} \quad (9)$$

Подстановка (4) и (8) в уравнения (1а) и (2а) приводит к следующим уравнениям для электрических полей обыкновенной и необыкновенной волны:

$$E_x = \frac{D_x - F_x - G_x}{\varepsilon_0 \cdot (1 + \varepsilon_{co} + 2 \cdot d_{31} \cdot E_z)}, \quad E_z = \frac{D_z - F_z - G_z - \varepsilon_0 \cdot d_{31} \cdot E_x^2}{\varepsilon_0 \cdot (1 + \varepsilon_{ce} + d_{33} \cdot E_z)}. \quad (10)$$

При заданных значениях векторов $D_{x,z}$, $F_{x,z}$ и $G_{x,z}$ уравнения (10) могут быть решены методом итерации [6-8]. Подставляя (10) в (9), после несложных преобразований получаем систему из четырех дифференциальных уравнений, которая затем дискретизируется как во времени, так и в пространстве ($t \rightarrow n \cdot \Delta t$, $z \rightarrow k \cdot \Delta z$), а значения $F_{x,z}$ и $G_{x,z}$ в дискретные моменты времени n могут быть определены через величины $F_{x,z}$, $G_{x,z}$, $E_{x,z}$ и $D_{x,z}$ в моменты времени $n-1$ [7,8].

3. Обсуждение результатов численного эксперимента

В наших расчетах для корректного описания процесса генерации спектральных компонент на разностной частоте шаг пространственной дискретизации выбран равным $\Delta y = 4.0$ нм, а временной шаг дискретизации $\Delta t = \Delta y / 2c \approx 6.7 \cdot 10^{-3}$ фс [7]. Численное моделирование проводилось для следую-

щих физических условий:

1. Угол фазовой синхронизации θ_{pm} равен 90° (синхронизация I типа), что соответствует условию некритической фазовой синхронизации [9].

2. Условия фазовой синхронизации для процесса генерации разностных частот при заданном значении температуры T , когда пробный и холостой импульсы имеют обыкновенную поляризацию $[o]$, а импульс накачки – необыкновенную поляризацию $[e]$, определяются законами сохранения импульса и энергии:

$$\frac{n_e(\lambda_p, T)}{\lambda_p} = \frac{n_o(\lambda_s, T)}{\lambda_s} + \frac{n_o(\lambda_i, T)}{\lambda_i}, \quad \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i}. \quad (11)$$

Угол фазовой синхронизации I типа для процесса генерации разностных частот в одноосном кристалле определяется следующим образом [9]:

$$\sin^2(\theta_{pm}(T)) = \frac{(n_e(\lambda_p, T))^2}{[(\lambda_p/\lambda_s) \cdot n_o(\lambda_s, T) + (\lambda_p/\lambda_i) \cdot n_o(\lambda_i, T)]^2} \times \\ \times \left[\frac{(n_o(\lambda_p, T))^2 - [(\lambda_p/\lambda_s) \cdot n_o(\lambda_s, T) + (\lambda_p/\lambda_i) \cdot n_o(\lambda_i, T)]^2}{(n_o(\lambda_p, T))^2 - (n_e(\lambda_p, T))^2} \right]. \quad (12)$$

В наших расчетах длина волны импульса накачки выбрана равной $\lambda_p = 0.532$ мкм, что соответствует длине волны второй гармоники Nd:YAG лазера, а длина волны пробного импульса выбрана равной $\lambda_s = 0.75 \div 0.85$ мкм, что соответствует длине волны Ti:Al₂O₃ лазера. При этом значения длины волны холостого импульса попадают в область $\lambda_i = 1.42 - 1.83$ мкм.

На рис.1 приведены характеристики температурной настройки, полученные в ходе численного решения уравнения (12) при фазовом синхронизме $\theta_{pm} = 90^\circ$ и для вышеуказанных значений длин волн импульса накачки и пробного импульса. Из рис.1 следует, что для пробного импульса длительностью в 10 фс при длине волны 0,8 мкм со спектральной полосой ~94 нм возможно осуществить 90° температурный синхронизм для каждой спектральной компоненты в пределах спектральной полосы импульса путем изменения температуры от 100°C до 330°C . Согласно выражениям (11), крутизна кривой настройки длины волны сигнала с изменением температуры может быть представлена следующим соотношением:

$$\frac{d\lambda_s}{dT} = \frac{\lambda_s^2}{\lambda_p} \cdot \left(\frac{c}{v_{gi}} - \frac{c}{v_{gs}} \right)^{-1} \cdot \frac{dn_e(\lambda_p, T)}{dT}, \quad (13)$$

где

$$v_{gi} = c/[n_o(\lambda_i, T) - \lambda_i \cdot [dn_o(\lambda, T)/d\lambda]_{\lambda=\lambda_i}], \quad v_{gs} = c/[n_o(\lambda_s, T) - \lambda_s \cdot [dn_o(\lambda, T)/d\lambda]_{\lambda=\lambda_s}]$$

– групповые скорости распространения для холостого и пробного импульсов, соответственно, c – скорость света в вакууме. Согласно (13), при заданной

длине волны импульса накачки $\lambda_p = 0.532$ мкм изменение температуры на величину $\Delta t = 100^\circ\text{C}$ приведет к изменению длины волны пробного импульса $\Delta\lambda_s \approx 14$ нм при начальной длине волны $\lambda_s = 0.75$ мкм и к изменению $\Delta\lambda_s \approx 32$ нм при $\lambda_s = 0.85$ мкм. При этом следует отметить, что в выбранной нами геометрии условие фазового синхронизма для спектральных компонент на суммарных частотах, возникающих в нелинейном кристалле, не выполняется [9]. Следовательно, из-за низкой эффективности преобразования генерация спектральных компонент на суммарных частотах в данной работе не рассматривается. Ширина фазового синхронизма сигнала может быть представлена в следующем виде [9]:

$$\Delta\lambda_s \approx \lambda_s^2 / L \cdot \left[\frac{c}{v_{gs}} - \frac{c}{v_{gl}} \right], \quad (14)$$

где L – длина нелинейного кристалла.

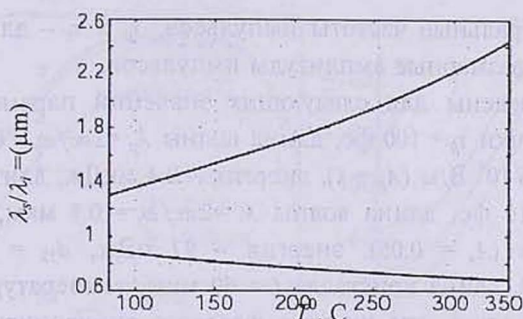


Рис.1. Характеристика температурной настройки при $\theta_{pm} = 90^\circ$ фазовом синхронизме для кристалла LiNbO_3 .

Согласно (14) для нелинейного кристалла LiNbO_3 с длиной $L = 60$ мкм ширина фазового синхронизма при длине волны $\lambda_s = 0.75$ мкм и температурах 20°C и 300°C равна $\Delta\lambda_s \approx 79$ нм и ≈ 75 нм, соответственно. А при длине волны $\lambda_s = 0.85$ мкм и температурах 20°C и 300°C $\Delta\lambda_s \approx 165$ нм и $\Delta\lambda_s \approx 157$ нм, соответственно. В частности, при температуре 230°C и длине волны $\lambda_s = 0.8$ мкм ширина фазового синхронизма $\Delta\lambda_s \approx 108$ нм. Известно, что для эффективного энергообмена между пробным импульсом и импульсом накачки разность групповых скоростей между этими импульсами должна быть малой для обеспечения условия перекрытия взаимодействующих импульсов во времени. Данное условие определяет нижнюю границу длительности импульса накачки

$$\tau_p \geq L \cdot \left| 1/v_{gs} - 1/v_{gp} \right|. \quad (15)$$

В соответствии с (15) в рассматриваемом диапазоне изменения температуры для импульса накачки длительностью ~ 100 фс на длине волны 532 нм

и пробного импульса длительностью ~ 10 фс на длине волны $750 \text{ нм} \div 850 \text{ нм}$, при длине кристалла LiNbO_3 $L=60$ мкм, разность времен прохождения импульса накачки и пробного импульса через нелинейный кристалл не превышает 47 фс. В частности, для сигнального импульса на длине волны $\lambda_s = 0.8$ мкм разность времен составляет 24 фс. Таким образом, в рассматриваемом случае имеет место квазистатический режим взаимодействия между импульсом накачки и пробным импульсом. Следовательно, для оценки процесса энергообмена между пробным и холостым импульсами необходимо рассмотреть разность групповых скоростей между ними. В соответствии с уравнениями Селмейера для коэффициентов преломления обыкновенной и необыкновенной волны [5], разность групповых скоростей между пробным и холостым импульсами не превышает 0,4 фс/мкм. В данной работе численное интегрирование системы уравнений (1),(2),(10) – (12) методом конечных разностей проведено при следующих граничных условиях:

$$\bar{E}_z(y=0, t) = A_p \cdot \exp(-t^2/\tau_p^2) \cdot \cos(\omega_p \cdot t), \bar{E}_x(y=0, t) = A_s \cdot \exp(-t^2/\tau_s^2) \cdot \cos(\omega_s \cdot t), \quad (16)$$

где ω_p и ω_s – центральные частоты импульсов, τ_p и τ_s – длительности импульсов, A_p и A_s – безразмерные амплитуды импульсов.

Расчеты проведены для следующих значений параметров: длительность импульса накачки $\tau_p = 100$ фс, длина волны $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p = 0.532$ мкм, электрическое поле $E_z = 6 \cdot 10^8$ В/м ($A_p = 1$), энергия – 0.4 мкДж; длительность пробного импульса $\tau_s = 10$ фс, длина волны $\lambda_s = 2\pi c/\omega_s = 0.8$ мкм, электрическое поле $E_x = 3 \cdot 10^7$ В/м ($A_s = 0.05$), энергия – 97 пДж, $d_{33} = -34.4 \cdot 10^{-12}$ м/В, $d_{31} = 5.95 \cdot 10^{-12}$ м/В [5], длина кристалла $L = 60$ мкм, температура $T = 230^\circ\text{C}$. Из вышеизложенного следует, что ширина фазового синхронизма при выбранной толщине кристалла превышает ширину спектральной полосы пробного импульса. Это означает, что с помощью выбранного нами нелинейного кристалла LiNbO_3 с толщиной 60 мкм можно осуществить эффективное преобразование в ближний ИК спектр пробного импульса длительностью в 10 фс. В нашем случае данным дисперсионным расплыванием пробного импульса можно пренебречь, т.к. дисперсионная длина, определяемая выражением $\tau_s^2 / \partial^2 k(\omega) / \partial \omega^2|_{\omega_s}$, равна 113 мкм и больше длины кристалла.

На рис.2 показан результат численного расчета системы уравнений (1),(2) для вышеуказанных значений параметров, описывающий спектр пробного импульса на выходе кристалла LiNbO_3 длиной $L = 60$ мкм (сплошная линия). Там же для сравнения приводится спектр пробного импульса на входе кристалла (пунктирная линия). В ближнем инфракрасном спектре ($\lambda_{IR} \approx 1.5$ мкм) обыкновенно-поляризованного импульса имеет место непрерывное спектральное распределение, обусловленное в основном широкой спектральной полосой пробного импульса ($\Delta\lambda_s \approx 94$ нм). Данное непрерывное спектральное распределение в ближнем ИК диапазоне, в частности, может быть использовано в качестве перестраиваемого фемтосекундного генератора.

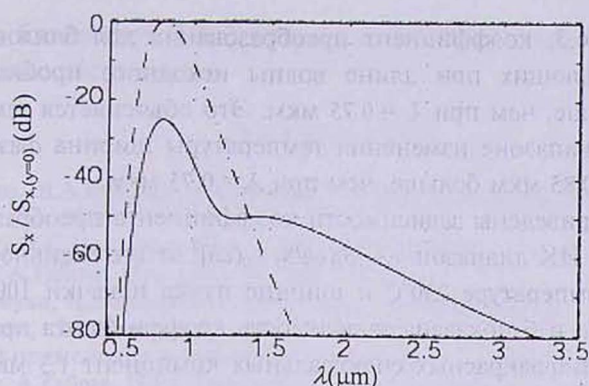


Рис.2. Спектр сигнала импульса на выходе кристалла LiNbO_3 длиной $L = 60$ мкм (сплошная линия) и спектр сигнала импульса на входе кристалла (пунктирная линия), полученные в результате численного интегрирования системы уравнений Максвелла методом конечных разностей.

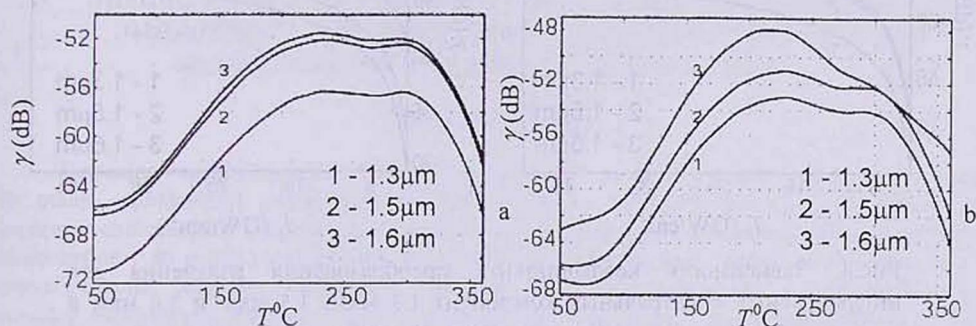


Рис.3. Зависимость коэффициента преобразования излучения от температуры для значений длин волн 1.3 мкм; 1.5 мкм; 1.6 мкм в спектре обыкновенно-поляризованного импульса на выходе кристалла при центральной длине волны начального сигнала $\lambda_s = 0.75$ мкм (а) и $\lambda_s = 0.85$ мкм (б).

На рис.3 приведена зависимость коэффициента преобразования излучения $\gamma = 10 \cdot \log [P(y = L, \omega)/P(y = 0, \omega)]$ (где $P(\omega)$ – спектр мощности) от температуры для значений длин волн 1.3 мкм; 1.5 мкм; 1.6 мкм в спектре обыкновенно-поляризованного импульса при длине волны исходного пробного импульса, равной $\lambda_s = 0.75$ мкм (а) и $\lambda_s = 0.85$ мкм (б). Согласно рис.3, коэффициент преобразования для спектральных компонент в ближнем ИК диапазоне остается почти неизменным вплоть до 300°C , а выше 300°C коэффициент преобразования начинает уменьшаться. При этом, как видно из рис.3 и как показывают расчеты, ширина температурного синхронизма составляет $\sim 70^\circ\text{C}$. Из-за такой большой ширины требования к температуре синхронизма в фемтосекундных перестраиваемых параметрических генераторах становятся менее жесткими. Очевидно, что такая ширина температурного синхронизма находится в согласии с характеристиками температурного 90° синхронизма.

Как видно из рис.3, коэффициент преобразования для ближних ИК спектральных составляющих при длине волны исходного пробного импульса $\lambda_s = 0.85$ мкм больше, чем при $\lambda_s = 0.75$ мкм. Это объясняется тем, что согласно (14) во всем диапазоне изменения температуры ширина фазовой синхронизации при $\lambda_s = 0.85$ мкм больше, чем при $\lambda_s = 0.75$ мкм.

На рис.4 приведены зависимости коэффициента преобразования излучения в ближний ИК диапазон $\gamma \sim [S_2(\omega)/S_2 - 0(\omega)]^2$ от интенсивности импульса накачки I_p при температуре 230°C и ширине пучка накачки 100 мкм (на $1/e$ уровне). На рис.4а и б показана зависимость коэффициента преобразования излучения γ для инфракрасных спектральных компонент 1.3 мкм, 1.5 мкм и 1.6 мкм от интенсивности импульса накачки I_p при длине волны исходного пробного импульса $\lambda_s = 0.75$ мкм и 0.85 мкм, соответственно.

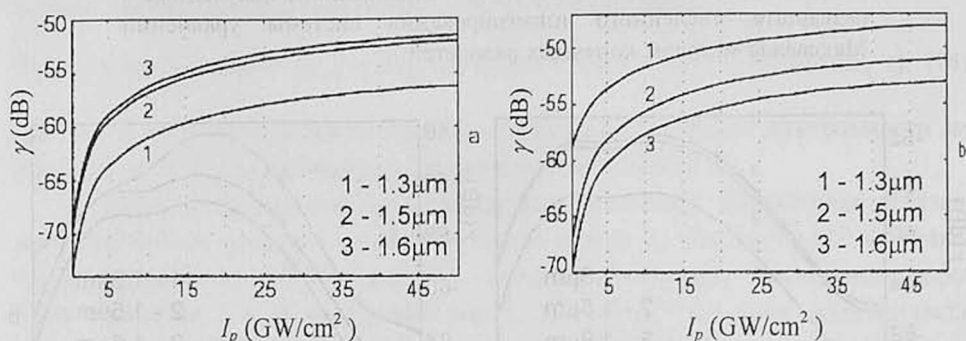


Рис.4. Зависимость коэффициента преобразования излучения для инфракрасных спектральных компонент 1.3 мкм, 1.5 мкм и 1.6 мкм в спектре обыкновенно-поляризованного импульса на выходе кристалла от интенсивности импульса накачки I_p при центральной длине волны начального сигнального импульса $\lambda_s = 0.75$ мкм (а) и $\lambda_s = 0.85$ мкм (б).

Согласно результатам расчетов и как видно из рис.4, при интенсивностях импульса накачки вплоть до $I_p \approx 2$ ГВт/см² коэффициент преобразования линейно пропорционален интенсивности импульса накачки. При интенсивностях импульса накачки выше 20 ГВт/см² зависимость коэффициента преобразования от интенсивности импульса накачки весьма слабая.

4. Заключение

В настоящей работе приведены результаты теоретического исследования процесса генерации разностных частот лазерными импульсами длительностью в несколько оптических колебаний. Получена зависимость коэффициента преобразования излучения в ближний ИК диапазон от температуры. Показано, что ширина температурного синхронизма составляет 70°C. Получена зависимость коэффициента преобразования от интенсивности импульса накачки.

Автор благодарит Д.Л.Оганесяна и С.Б.Согомоняна за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.
2. P.Kinsler, G.H.C.New. Phys. Rev, A, 67, 023813 (2003).
3. P.Goorjian, A.Taflove. Opt. Lett., 17, 180 (1992).
4. D.Hovhannisyann, K.Stepanyan. J. Mod. Optics, 50, 2201 (2003).
5. Г.Г.Гурзаян, В.Г.Дмитриев, Д.Н.Никогосян. Нелинейно-оптические кристаллы: свойства и применение в квантовой электронике. М., Радио и связь, 1991.
6. R.M.Joseph, A.Taflove. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 45, 364 (1997).
7. A.Taflove, S.C.Hagness. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Artech House inc., Boston, London, 2000.
8. D.M. Sullivan. Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method. IEEE Press Series on RF and Microwave Technology. New York, 2000.
9. Xiping Zhang. Dissertation. Marburg/Lahn, Germany, 2002.

ՄՈՏԱԿԱ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՍՊԵԿՏՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՄԲ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐՈՎ

Կ.Ժ. ՍՏԵՓԱՆՅԱՆ

Վերջավոր տարբերությունների եղանակով ստացված է մոտակա ինֆրակարմիր տիրույթում մի քանի օպտիկական տատանումների տևողությամբ լազերային իմպուլսների անընդհատ սպեկտրի գեներացիան նկարագրող Մաքսվելի հավասարումների համակարգի թվային լուծումը: Կատարված է մի քանի օպտիկական տատանումների տևողությամբ, սովորական բևեռացված, ազդանշանային իմպուլսի տարածման պրոցեսի թվային մոդելավորումը բացասական միատանց օպտիկական բյուրեղում՝ բյուրեղի օպտիկական առանցքին ուղղահայաց, անսովոր բևեռացված ֆեմտոպայրկյանային մղման իմպուլսի ազդեցության ներքո: Մասնավորապես քննարկված է $\tau_s = 10$ ֆվ տևողությամբ և $\lambda_s = 800$ նմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ ազդանշանային իմպուլսի առաջաձումը $\tau_p = 100$ ֆվ տևողությամբ և $\lambda_p = 532$ նմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ մղման իմպուլսի ազդեցության տակ 60 մկմ հաստությամբ LiNbO_3 բյուրեղում, 230°C ջերմաստիճանում:

SPECTRAL SUPERCONTINUUM GENERATION IN THE NEAR-INFRARED REGION BY THE LASER PULSES WITH DURATION OF SEVERAL OPTICAL CYCLES

K.G. STEPANYAN

Using the FDTD method, we solve Maxwell's equations describing the difference frequency generation by a femtosecond laser pulse in a nonlinear crystal. We model the propagation of an ordinary polarized signal pulse of several optical cycles duration in the presence of extraordinary polarized femtosecond pump pulse in a negative uniaxial crystal in the direction normal to the optical axis. As an example, we apply our model to study the propagation of a signal pulse of $\tau_s = 10$ fs duration at $\lambda_s = 800$ nm central wavelength in the presence of pump pulse with $\tau_p = 100$ fs duration at $\lambda_p = 532$ nm central wavelength in a LiNbO_3 crystal of 60 μm thickness at the temperature 230°C .

УДК 548.0

ДИОДНОЕ ПРОПУСКАНИЕ И АККУМУЛЯЦИЯ СВЕТОВОЙ ЭНЕРГИИ В ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С НЕВЗАИМНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ

А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 12 апреля 2004 г.)

Рассмотрены оптические свойства многослойной системы: слой спиральной периодической среды (ССПС) – слой изотропного диэлектрика (СИД) – зеркало. ССПС находится во внешнем магнитном поле, вследствие чего становится невзаимным элементом. Исследованы также особенности распределения энергии электромагнитной волны внутри системы. Показано, что в определенных спектральных областях происходит аккумуляция энергии электромагнитной волны.

1. Введение

Слоисто-периодические (а также аperiodические) системы в последние годы вызывают повышенный интерес исследователей в связи со всевозрастающими применениями этих систем в различных областях науки и техники.

При изучении особенностей распространения волн в таких системах в большинстве случаев обычно определяются только поля отраженной и прошедшей волн, тогда как поле внутри самой системы остается неопределенным. Однако во многих физически интересных случаях необходимо знание распределения поля не только вне системы, но и внутри самой системы. Такая необходимость возникает, например, при исследовании распространения излучения в различных волноводах, в неоднородных средах и многослойных системах, при исследовании оптического поглощения в различных периодических системах [1-8]. Так, в работах [6-8] исследованы механизмы аномалии поглощения излучения в режиме дифракции и обнаружен новый механизм аномалии поглощения излучения, обусловленный именно особенностями распределения энергии поля световой волны внутри самой системы. В частности, показано, что на определенных длинах волн плотность световой энергии в системе может стать в несколько раз больше, чем вне системы, т.е. происходит уплотнение (аккумуляция) энергии световой волны системой. В работе [9] исследованы возможности аккумуляции световой энергии оптической системой, состоящей из слоев со средами с периодической структурой.

С другой стороны, в работах [10-13] исследованы невязимные оптические системы и показано, что при определенных условиях такие системы могут работать как оптические диоды, пропускающие свет при его падении на систему с одной стороны и не пропускающие при его падении с обратной стороны. Естественно ожидать существования еще одного механизма аккумуляции света, обусловленного асимметричным (невязимным) пропусканием (отражением) света. Действительно, в работах [14,15] исследованы возможности аккумуляции световой энергии системами оптический диод (1) (ОД(1)) – СИД – ОД(2) и ОД – СИД – зеркало. Роль ОД выполняет асимметричный резонатор Фабри-Перо со слоем холестерического жидкого кристалла (ХЖК) (как известно [12], неоднородные гиротропные среды и многослойные системы со слоем (слоями) гиротропной среды также обладают свойством невязимности). В связи с существованием различных типов невязимности возникает необходимость исследования возможностей аккумуляции света системой ОД – СИД – зеркало с другим механизмом невязимности в системе, выполняющей роль ОД. Ниже обсуждены эти вопросы для указанной системы, где роль ОД выполняет ССПС, находящийся во внешнем магнитном поле.

2. Оптическая теория системы ОД – СИД – зеркало

Рассмотрим распространение света через систему ОД – СИД – зеркало (рис.1). Проблема распространения волн в неоднородных средах и многослойных системах является актуальной проблемой физики и ее решению посвящено множество работ (см., в частности, работы [16-22]). Для решения данной задачи мы применяем простой и эффективный метод сложения слоев Амбарцумяна [21,22]. Преимущество этого метода заключается в том, что путем введения дополнительных матриц $\hat{S}$ и $\hat{P}$ добиваются того, что усложнение задачи (введение внутри многослойной системы дополнительных слоев, или излучающих плоскостей – источников, или переход от отыскания характеристик «отражения – пропускания» к поиску характеристик внутренних полей в оптической системе) не приводит к необходимости решения новых уравнений.

Пусть на систему ОД – СИД – зеркало падает волна E_i , рождая отраженную от системы и прошедшую через нее волны E_r и E_t , соответственно. Комплексные амплитуды падающей, отраженной и прошедшей волн разложим по круговым базисным поляризациям

$$E_{i,r,t} = E_{i,r,t}^+ n_+ + E_{i,r,t}^- n_- = \begin{bmatrix} E_{i,r,t}^+ \\ E_{i,r,t}^- \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где n_+ , n_- – орты круговых базисных поляризаций. При этом отраженная и прошедшая волны связаны с падающей посредством соотношений

$$\mathbf{E}_r = \hat{R}\mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T}\mathbf{E}_i, \quad (2)$$

где $\hat{R}$ и $\hat{T}$ – матрицы Джонса для данной системы.

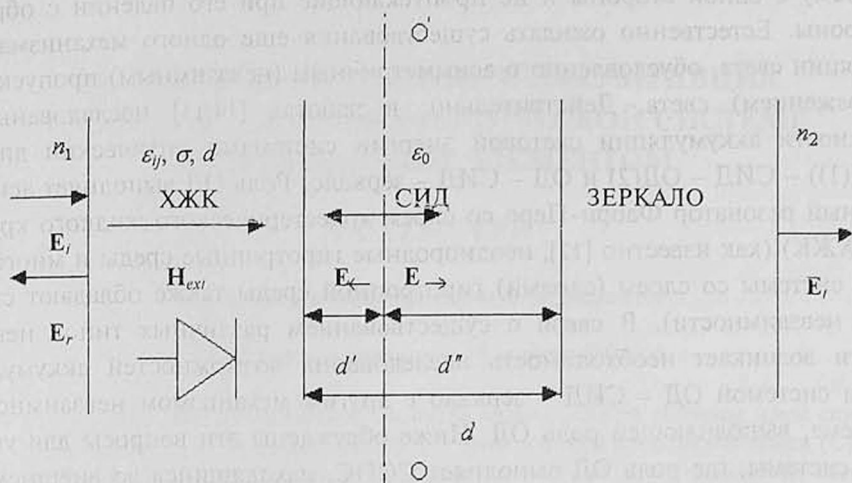


Рис.1. Геометрия многослойной оптической системы.

Согласно [22], если имеется система, состоящая из приложенных друг к другу «слева направо» двух систем А и В, то матрицы отражения $\hat{R}_{A+B}$ и пропускания $\hat{T}_{A+B}$ при падении света на систему А+В с левой стороны выражаются через соответствующие матрицы составляющих подсистем А и В в форме

$$\begin{aligned} \hat{R}_{A+B} &= \hat{R}_A + \hat{T}_A \hat{S} \hat{T}_A, \\ \hat{T}_{A+B} &= \hat{T}_B \hat{P} \hat{T}_A. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь предполагается, что система А находится левее, а система В – правее сшивающей поверхности OO' (рис.1). Следовательно,

$$\begin{aligned} \hat{T}_A &= \hat{T}_1 \exp(ik_0 d'), & \hat{R}_A &= \hat{R}_1, \\ \hat{\tilde{T}}_A &= \hat{\tilde{T}}_1 \exp(ik_0 d'), & \hat{\tilde{R}}_A &= \exp(ik_0 d') \hat{\tilde{R}}_1 \exp(ik_0 d'), \\ \hat{T}_B &= \hat{T}_2 \exp(ik_0 d''), & \hat{R}_B &= \exp(ik_0 d'') \hat{R}_2 \exp(ik_0 d''), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\hat{T}_1$, $\hat{R}_1$ и $\hat{T}_2$, $\hat{R}_2$ – матрицы пропускания и отражения ОД и зеркала, соответственно, $k_0 = (2\pi/\lambda)\sqrt{\epsilon_0}$, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость изотропного диэлектрика, λ – длина волны в вакууме, d' и d'' – расстояния от сшивающей поверхности OO' соответственно до левой и правой границ изотропного диэлектрика, «тильдой» обозначены отражающие – пропускающие характеристики системы при падении на нее волны «с правой стороны».

Матрицы $\hat{S}$ и $\hat{P}$ описывают результирующие волны, возникающие в диэлектрическом слое на сшивающей поверхности OO'. Таким образом,

$$\mathbf{E}_{\rightarrow} = \hat{T}_i \mathbf{E}_i \quad (5)$$

является волной, возникающей на этой поверхности и распространяющейся направо, а

$$\mathbf{E}_{\leftarrow} = \hat{S} \hat{T}_i \mathbf{E}_i \quad (6)$$

является волной, возникающей на той же поверхности, но распространяющейся налево. Следовательно, суммарное поле, возникающее в диэлектрическом слое на сшивающей поверхности, имеет вид

$$\mathbf{E}_{total} = (\hat{S} + \hat{P}) \hat{T}_i \mathbf{E}_i \quad (7)$$

А матрицы $\hat{S}$ и $\hat{P}$, согласно [22], определяются из системы

$$\begin{aligned} \hat{S} &= \hat{R}_B [\hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B]^{-1}, \\ \hat{P} &= [\hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B]^{-1}. \end{aligned} \quad (8)$$

При помощи (1)–(8) мы можем вычислить коэффициенты отражения $R = |E_r|^2 / |E_i|^2$ и прохождения $T = |E_t|^2 / |E_i|^2$, интенсивность суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности, $I = |E_{total}|^2 / |E_i|^2$, а также другие оптические характеристики системы.

3. Численные расчеты. Выводы

Рассмотрим реальную многослойную систему ССПС – СИД – зеркало, где роль ССПС выполняет слой ХЖК состава холестерил-нонаноат:холестерил хлорид:холестерил ацетат = 20:15:6, обладающий при комнатной температуре (24°C) шагом спирали в оптическом диапазоне ($\sigma = 0.42$ мкм), а роль зеркала – слой серебра с параметрами $d = 2$ мкм, $n = 1.44 + i3.631$.

Сначала рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле отсутствует, при этом будем обсуждать две возможные конфигурации рассматриваемой системы, а именно, с СИД и без него. На рис.2а представлена зависимость коэффициента отражения R от длины волны при различных поляризациях падающей волны в случае отсутствия СИД. На рис.2b приведена зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности, от длины волны. На рис.2с,d представлены аналогичные зависимости в случае присутствия СИД. Как видно из графиков, при отсутствии СИД на границе слоя ХЖК и зеркала аккумуляция световой энергии не происходит ($I < 1$), хотя это, естественно, не означает, что аккумуляция в данной системе отсутствует вообще (определенная аккумуляция может иметь место внутри самого слоя ХЖК). В случае присутствия СИД на определенных длинах волн падающего света интенсивность суммарной волны в системе (в СИД) превосходит интенсивность падающего на систему света во много раз, т.е. происходит аккумуляция световой энергии.

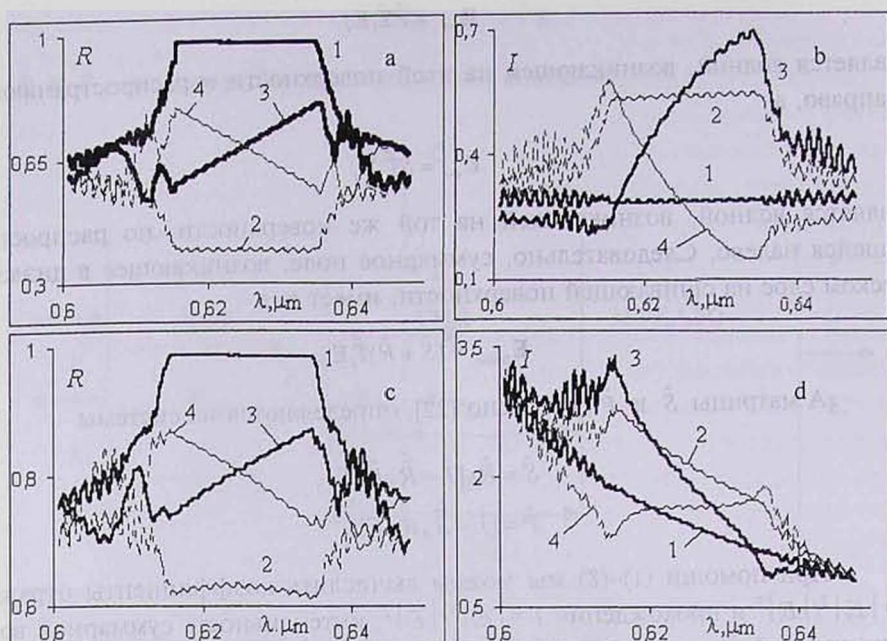


Рис.2. Зависимость коэффициента отражения R (a,c) и интенсивности I суммарной волны (b,d) от длины волны при различных поляризациях падающей волны в случае прохождения света через систему ССПС – зеркало (a,b) и в случае прохождения света через систему ССПС – СИД – зеркало (c,d). Кривые 1 соответствуют случаю, когда падающий на систему свет имеет правую круговую поляризацию, кривые 2 – левую круговую поляризацию, кривые 3 – линейную по оси x поляризацию и кривые 4 – линейную по оси y поляризацию. Спираль ХЖК правая. Параметры системы таковы: главные значения тензора диэлектрической проницаемости ХЖК $\varepsilon_1 = 2.29 + i0.1 \cdot 10^{-9}$, $\varepsilon_2 = 2.143 + i0.1 \cdot 10^{-9}$, толщина ХЖК $d = 50\sigma$.

При наличии внешнего магнитного поля слой ХЖК становится не-
взаимным элементом, что приводит к появлению нового механизма аккумуля-
ции света, обусловленного асимметричным пропусканием (отражением)
[14,15]. На рис.3 представлена зависимость величины $I(0) - I(g)$ ($I(0)$ – интен-
сивность суммарной волны при отсутствии внешнего магнитного поля, $I(g)$ – ин-
тенсивность суммарной волны при наличии внешнего магнитного поля), ха-
рактеризующей изменение аккумуляции под влиянием внешнего магнитного
поля от длины волны в случае отсутствия (a,b) и присутствия (c,d) в системе
СИД, а также в случае, когда направления распространения падающего света
и внешнего магнитного поля совпадают (a,c) и когда эти направления про-
тивоположны (b,d). Как видно из рис.3, характер влияния внешнего магнит-
ного поля на аккумуляцию света зависит как от поляризации падающего све-
та, так и от направления внешнего магнитного поля. Эти особенности легко
объясняются с учетом характера зависимости не-
взаимности пропускания (отражения) от поляризации падающего света [10-13]. Характерная особен-
ность представленных зависимостей заключается в том, что при данных па-

параметрах задачи второй механизм аккумуляции света работает малоэффективно. И это естественно, так как, согласно [10-13], при данных параметрах задачи эффекты невязимости в данной оптической системе обычно слабые. Но в работах [10,11,13] исследованы эффекты невязимости в структурно гиротропных средах (периодически неоднородных средах со спиральной структурой), находящихся во внешнем магнитном поле, и показано, что при большой локальной анизотропии среды или при больших значениях параметра магнитооптической активности слой такой среды представляет собой идеальный оптический диод или оптический затвор, полностью пропускающий свет при его падении на систему с одной стороны и не пропускающий вообще при его падении с обратной стороны. Представляется интересным исследовать особенности аккумуляции света в данной системе в ситуации, когда ССПС обладает большой локальной анизотропией и большим значением параметра магнитооптической активности.

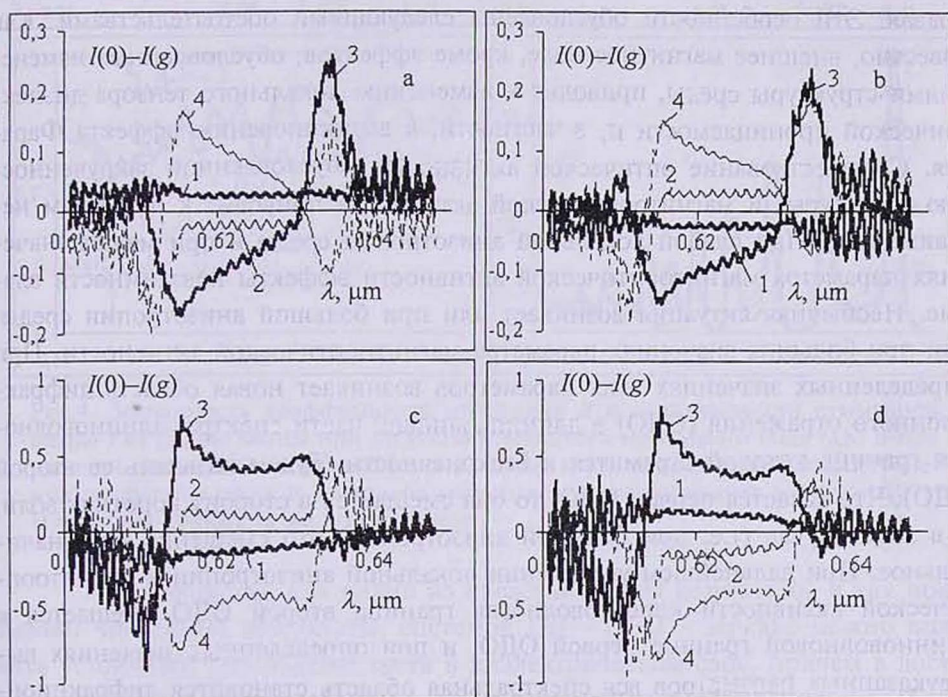


Рис.3. Зависимость величины $I(0)-I(g)$ от длины волны в случае отсутствия (a,b) и присутствия (c,d) в системе СИД в случае, когда направления распространения падающего света и внешнего магнитного поля совпадают (a,c) и когда эти направления противоположны (b,d). Параметр магнитооптической активности $g = 0.1$. Остальные параметры и нумерация кривых те же, что и на рис.2.

Рассмотрим оптическую систему ССПС – СИД – зеркало со ССПС с параметрами $\sigma = 0.42$ мкм, $\epsilon_1 = 0.475$, $\epsilon_2 = 0.255$ (ϵ_1 , ϵ_2 – главные значения локального тензора диэлектрической проницаемости), с анизотропией $\delta \sim 1$ и с

$d = 10\sigma$. На рис.4а представлена зависимость коэффициента отражения от длины волны для данной системы при отсутствии внешнего магнитного поля. На рис.4б приведена зависимость I от длины волны. На рис.4с,д,е,ф представлены аналогичные зависимости при наличии внешнего магнитного поля в случае, когда направления распространения падающего света и внешнего магнитного поля совпадают (с,д). Как видно из графиков, в этом случае уже второй механизм аккумуляции света, обусловленный невзаимным пропусканием (диодным пропусканием), приводит к качественному изменению характера аккумуляции света в системе. В этом случае аккумуляция света в системе уже может достигать значительных размеров. Причем, существует сильная зависимость величины аккумуляции от поляризации падающего света. Так, в случае, когда направления распространения падающего света и внешнего магнитного поля совпадают, сильная аккумуляция наблюдается для света с правой круговой поляризацией, а когда эти направления противоположны – для света с левой круговой поляризацией. Спираль ССПС – правая. Эти особенности обусловлены следующими обстоятельствами. Как известно, внешнее магнитное поле, кроме эффектов, обусловленных изменениями структуры среды, приводит к изменению локального тензора диэлектрической проницаемости ϵ , в частности, к возникновению эффекта Фарадея. Сосуществование оптической активности, обусловленной закрученностью структуры, и магнитооптической активности приводит к эффектам невзаимности. При слабой локальной анизотропии среды и при малых значениях параметра магнитооптической активности эффекты невзаимности слабые. Необычная ситуация возникает или при большой анизотропии среды, или при больших значениях параметра магнитооптической активности. При определенных значениях этих параметров возникает новая область дифракционного отражения (ОДО) в длинноволновой части спектра, длинноволновая граница которой стремится к бесконечности (будем называть ее второй ОДО). Что касается первой ОДО, то она смещается в сторону коротких волн, и в этом случае (т.е. при большой анизотропии) это смещение уже значительное. При дальнейшем увеличении локальной анизотропии и магнитооптической активности коротковолновая граница второй ОДО смещается к длинноволновой границе первой ОДО, и при определенных значениях вышеуказанных параметров вся спектральная область становится дифракционной. Необычность заключается в том, что, если поляризация волны, дифрагирующей в среде, в первой ОДО определяется знаком спирали среды, то во второй ОДО она зависит от направления внешнего магнитного поля. Так, в случае совпадения направлений падения света и внешнего магнитного поля и в первой ОДО, и во второй ОДО дифракционное отражение претерпевает свет с правой квазикруговой поляризацией, тогда как изменение направления внешнего магнитного поля на обратное приводит к тому, что в первой ОДО дифракционное отражение опять претерпевает свет с правой квазикруговой поляризацией, а во второй ОДО – с левой квазикруговой поляри-

зацией. Именно этим обстоятельством объясняются практически идеальные диодные свойства ССПС с большой анизотропией и с большим значением параметра магнитооптической активности. Этим обусловлены также вышеуказанные особенности аккумуляции света в системе ССПС – СИД – зеркало.

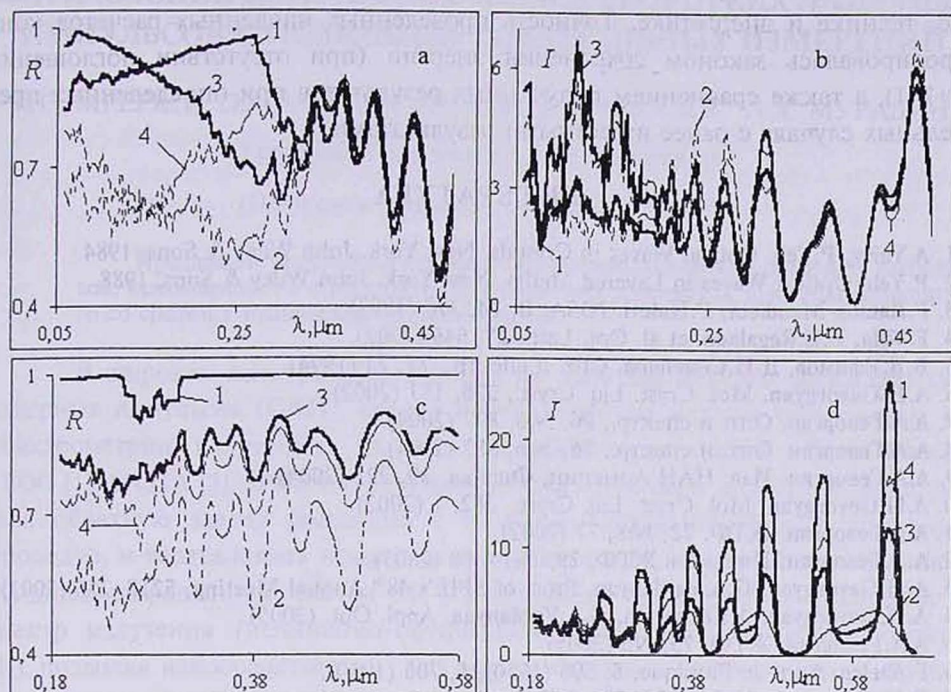


Рис.4. Зависимость коэффициента отражения R и интенсивности суммарной волны I от длины волны при отсутствии внешнего магнитного поля (a,b) и при наличии внешнего магнитного поля в случае, когда направления распространения падающего света и внешнего магнитного поля совпадают (c,d). $g = 0.275$. Нумерация кривых та же, что и на рис.2.

Таким образом, как видно из представленных результатов и как показывают численные результаты, системой ОД – СИД – зеркало можно получить устойчивое уплотнение света в диэлектрическом слое, причем в достаточно широкой спектральной области и устойчиво по отношению к разбросу толщин слоев.

В заключение отметим те области, где могут быть применены обсуждаемые системы. Так, если спектральная область максимального уплотнения света совпадает с областью максимального поглощения, например, воды, то, естественно, такая система может работать как водонагреватель. Аналогичным образом она может работать также газонагревателем. Важным преимуществом этих систем является то, что здесь аккумуляция света происходит в определенной области пространства, что облегчает использование пол-

ной световой энергии, а также уменьшает тепловые потери. Такие системы могут быть применены также в системах преобразования световой энергии в электрический ток. Естественно, можно указать и ряд других областей применения указанных систем.

Отметим также, что полученные в данной работе результаты могут быть проверены в реальном эксперименте и могут быть использованы в науке, технике и энергетике. Точность проведенных численных расчетов контролировалась законом сохранения энергии (при отсутствии поглощения $R+T=1$), а также сравнением полученных результатов при определенных предельных случаях с ранее известными результатами.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Yariv, P.Yeh. Optical Waves in Crystals. New York, John Wiley & Sons, 1984.
2. P.Yeh. Optical Waves in Layered Media. New York, John Wiley & Sons, 1988.
3. F.Ramos-Mendieta, P.Halevi. JOSA, B, **14**, 370 (1997).
4. F.Villa, L.E.Regalado, et al. Opt. Lett., **27**, 646 (2002).
5. В.В.Ефимов, Д.И.Семенов. Опт. и спектр., **77**, 72 (1994).
6. А.Н.Геворгян. Mol. Cryst. Liq. Cryst., **378**, 187 (2002).
7. А.А.Геворгян. Опт. и спектр., **96**, №6, 877 (2004).
8. А.А.Геворгян. Опт. и спектр., **96**, №6, 887 (2004).
9. А.А.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 225 (2004).
10. А.Н.Геворгян. Mol. Cryst. Liq. Cryst., **382**, 1 (2002).
11. А.А.Геворгян. ЖТФ, **72**, №8, 77 (2002).
12. А.А.Геворгян. Письма в ЖТФ, **29**, №19, 60 (2003).
13. А.Н.Геворгян, Г.А.Варданян. Proc. of SPIE's 48th Annual Meeting, **5218**, 256 (2003).
14. А.Н.Геворгян, А.Кочарян, Г.А.Варданян. Appl. Opt. (2005).
15. А.А.Геворгян. ЖТФ, **75**, N5 (2005).
16. F.Abeles. Ann. de Physique, **5**, 596 (1950); **5**, 706 (1950).
17. D.W.Bergeman. JOSA, **203**, 385 (1974).
18. Л.М.Бреховских. Волны в слоистых средах. М., Наука, 1973.
19. В.И.Кляцкин. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М., Наука, 1980.
20. D.M.Sedrakian, A.N.Gevorgyan, A.Zh.Khachatrian. Opt. Commun., **192**, 135 (2001).
21. В.А.Амбарцумян. Изв. АН Арм.ССР, Естественные науки, **1-2**, 31 (1944).
22. А.А.Геворгян, К.В.Папоян, О.В.Пикичян. Опт. и спектр., **88**, 647 (2000).

DIODE TRANSMISSION AND LIGHT ENERGY ACCUMULATION IN OPTICAL SYSTEMS WITH NONRECIPROCAL ELEMENT

A.N. GEVORGYAN

Optical properties of multilayer system "helical periodic medium layer (HPML) – isotropic dielectric layer – mirror" are investigated. The HPML is in an external magnetic field and therefore it is nonreciprocal element. The possibility of accumulation of the light energy in this system is discussed. It is shown that in certain regions of the spectrum the accumulation of the light energy takes place. The possibilities of application of this phenomenon are discussed.

УДК 621.373

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

А.С. МГЕРЯН, О.А. МОВСЕСЯН, А.А. КИРАКОСЯН, Л.Х. МУРАДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

Предложен простой метод диагностики сверхкоротких лазерных импульсов, основанный на спектральных измерениях излучения, взаимодействующего со средой с кубической нелинейностью.

В широком спектре современных методов диагностики сверхкоротких лазерных импульсов (СКИ) важное место занимают методы, основанные на спектрометрии излучения, взаимодействующего со средой. Так, методы FROG [1], ENSTA [2], SPIDER [3] позволяют расшифровать спектрограммы, решая обратную задачу рассеяния с помощью итеративных/безитеративных процедур, и восстановить исходную временную огибающую СКИ с фемтосекундным разрешением. Метод STI [4] переводит временную информацию в спектр излучения (нелинейно-оптический процесс Фурье-преобразования [5]), позволяя непосредственно – без дополнительных математических процедур, регистрировать временной профиль СКИ, решая задачу сверхбыстрого осциллографа. Вместе с тем, для многих задач лазерной физики вполне удовлетворительна информация лишь о длительности СКИ и наиболее распространенным устройством временных измерений СКИ остается традиционный коррелятор [6].

Предметом настоящего сообщения является альтернативный к [6] метод характеристики СКИ, основанный на измерении уширения спектра излучения при его фазовой самомодуляции (ФСМ) в среде с кубической нелинейностью. Самовоздействие СКИ в среде с кубической (керровской) нелинейностью приводит к фазовой и, следовательно, к частотной модуляции излучения. Частотная добавка для СКИ с длиной волны λ и временной огибающей интенсивности $I(t)$ на расстоянии l среды с керровским коэффициентом n_2 составляет $\delta\omega(t) = -(2\pi/\lambda)n_2 I'(t)$, в приближении плоской волны и мгновенности нелинейного отклика [7]. При заданных параметрах среды величина спектрального уширения определяется параметрами излучения. Так, для максимального частотного смещения, соответствующего “рожкам” ФСМ-спектра, имеем

$$\Delta\omega = Cw/t_0^2,$$

где w – энергия СКИ, t_0 – его длительность ($C=4\pi(2/e)^{1/2}(\lambda S)^{-1}n_2l$ для СКИ с гауссовой огибающей, где S – площадь поперечного сечения пучка в среде).

В случае квазинепрерывного излучения удобно измерять не энергию одиночного СКИ, а среднюю мощность $p = wf$ (f – частота выстрелов лазера). Тогда для ФСМ-уширения опять же имеем: $\Delta\omega \sim p/t_0^2$. Таким образом, определение длительности СКИ в данном случае сводится к простым измерениям спектрального уширения и энергии или средней мощности самовоздействующего излучения.

В предлагаемом устройстве в качестве среды с керровской нелинейностью удобно использовать отрезок одномодового волоконного световода, короткий – во избежание дисперсионных эффектов (например, 1–1 м для СКИ с длительностью в области $t_0 \sim 1$ пс). Для измерений ФСМ-уширения спектров с $\Delta\lambda \geq 1$ нм вместо спектрометров достаточно использовать дифракционную решетку. Контрольные энергетические измерения в этом случае могут проводиться в нулевом порядке дифракции. Таким образом, измерения длительности предлагаемым методом могут проводиться в простом устройстве, состоящем из отрезка световода и дифракционной решетки. Отметим, что данный метод позволяет также отличить отрицательный, нулевой или положительный чирп исходного СКИ по характеру ФСМ-спектров [7], что весьма полезно в процессе наладки фемтосекундных лазеров, при оптимизации генерации по длительности СКИ.

Работа выполнена в рамках проекта NATO SFR 978027.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.J.Kane and R.Trebino. IEEE J. Quantum Electron., 29, 571 (1993).
2. E.T.J.Nibbering, M.A.Franco, P.S.Prade, G.Grillon, J.-P.Chambaret, A.Mysyrowicz. J. Opt. Soc. Amer. B, 13, 317 (1996).
3. C.Iaconis and J.A.Walmsley. Opt. Lett., 23, 792 (1998); IEEE J. Quantum Electron., 35, 501 (1999).
4. L.Mouradian, F.Louradour, V.Messenger, A.Barthelemy, C.Froehly. IEEE J. Quantum Electron., 36, 795 (2000).
5. Н.Л.Маркарян, Л.Х.Мурадян. Квант. электрон., 22, 695 (1995).
6. M.Maier, W.Kaiser, J.A.Girdomane. Phys. Rev. Lett., 17, 1275 (1966).
7. С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.

DETERMINATION OF ULTRASHORT PULSE DURATION BY SPECTRAL MEASUREMENTS

A.S. MHERYAN, H.A. MOVSISYAN, A.A. KIRAKOSYAN, L.KH. MOURADIAN

We propose a simple technique of the ultrashort pulse characterization based on the SPM spectral measurements. The technique can be useful for ultrafast laser optimization.

УДК 621.382

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ТОКА ОБРАЗЦОВ ИЗ КРЕМНИЯ СО СЛОЕМ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ В ЭЛЕКТРОЛИТЕ

З.О. МХИТАРЯН, А.А. ШАТВЕРЯН, А.С. СТЕПАНЯН,
Х.С. МАРТИРОСЯН, В.М. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 7 июля 2004 г.)

Измерены статические вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов из монокристаллического Si *n*-типа со слоем PS в электролите в области температур 250–320K. На прямой ветви ВАХ наблюдается гистерезис, на обратной ветви гистерезиса нет. Имеющее место затягивание включения исследуемых образцов из обратного в пропускное связано с процессами на межфазной границе полупроводник – электролит. Прямая ветвь ВАХ при $T = 300\text{K}$ аппроксимируется экспоненциальной зависимостью тока от напряжения. Получено, что при опускании образца в электролит коэффициент неидеальности уменьшается. В области фазового перехода электролита обнаружен скачок проводимости при повышении температуры.

1. Введение

В связи с большими перспективами широкого практического применения в последние годы интенсивно изучается пористый кремний (PS) [1-3]. Значительный интерес представляет исследование электрических характеристик структур со слоем PS, позволяющее определять специфику тока, а также параметры исследуемых образцов [1,2,4,5]. В настоящей работе приводятся результаты исследования статических вольт-амперных характеристик (ВАХ) структур из монокристаллического кремния со слоем PS в электролите при различных температурах, а также температурные зависимости тока для свежесинтезированных и «состаренных» образцов.

2. Методика эксперимента

Исследуемые образцы представляли собой слои PS, изготовленные на монокристаллическом кремнии *n*-типа. Гравиметрическими и оптическими методами определялась пористость (60%) и толщина (1,5 мкм) слоя PS. В проведенных исследованиях PS контактировал с электролитом, представляющим собой раствор NaCl в дистиллированной воде. В качестве контрэлектрода (КЭ) использовалась тонкая пластина из платины или золота с сереб-

ряным выводом. Тыльная сторона исследуемых образцов перед погружением в электролит защищалась химически стойким лаком. Электрохимическая ячейка с образцом охлаждалась в парах жидкого азота до -40°C , а затем медленно нагревалась до комнатной температуры. После установки каждой температуры до начала измерений образцы выдерживались 2 часа. Температура образца измерялась термопарой, прижатой к образцу.

Использовались свежизготовленные и состаренные образцы. Состаренные – это образцы, хранившиеся в воздухе при нормальном атмосферном давлении и комнатной температуре 2–3 месяца.

При измерениях ВАХ использовалась стандартная методика: на образец подавалось напряжение с аккумуляторных батарей, которое менялось с шагом 0,1 В. Контроль напряжения осуществлялся вольтметром DT-830B. Интервал используемых напряжений 0–30 В. Ток через образец измерялся миллиамперметром М-254.

3. Электрические характеристики

Как показали измерения, статические ВАХ образцов с подложкой из монокристаллического кремния n -типа с твердотельным контактным слоем (ТК) из золота или алюминия аналогичны ВАХ образцов с подложкой из Si p -типа с ТК, приведенными в [6], т.е. имеет место выпрямление, причем прямая ветвь имеет вид экспоненты с коэффициентом неидеальности $\beta \approx 20$, а на обратной ветви насыщение отсутствует. На рис.1 приведены ВАХ образцов с жидким электродом, представляющим из себя электролит, при температурах 250K и 320K, соответственно. Как видно из графиков, и в этом случае ВАХ имеют выпрямляющий вид, причем прямая ветвь содержит в области малых напряжений (до 5В) гистерезисную петлю малой площади. На обратной ветви гистерезиса нет. В исследованном диапазоне температур ток

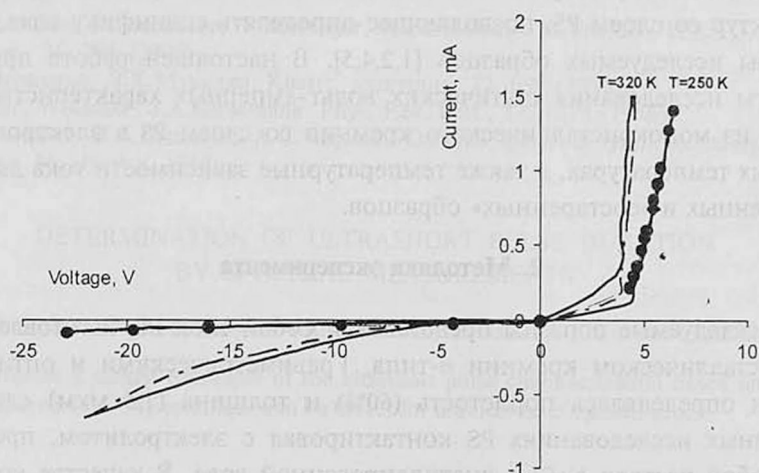


Рис.1. Статические ВАХ образцов при $T=250\text{ K}$ и $T=320\text{ K}$.

при малых прямых смещениях незначительно растет, затем с повышением напряжения резко возрастает, причем чем больше температура, тем ближе эта ветвь к вертикали, а обратная ветвь с повышением температуры приобретает больший наклон. При внешнем нулевом смещении через систему исследуемый образец – электролит – контрэлектрод течет обратный ток порядка 30 мкА, что связано с наличием разности потенциалов, которая возникает между разнородными электродами, опущенными в электролит. Смена направления тока с обратного на пропускное происходит при $U = 0,32$ В.

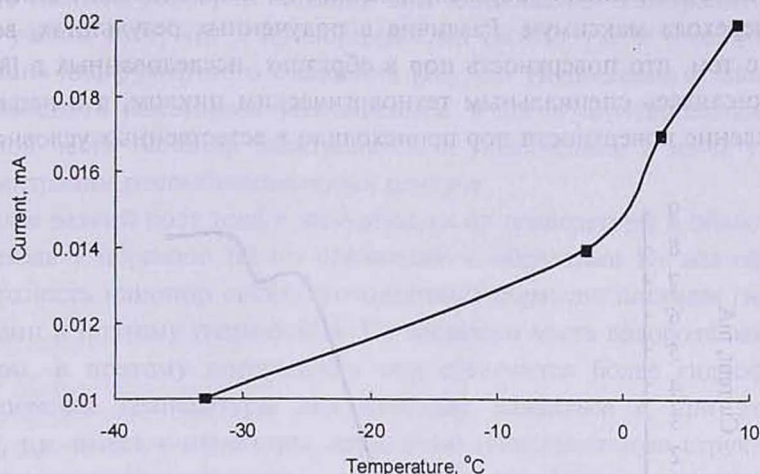


Рис.2. Зависимость тока от температуры для образцов N1.

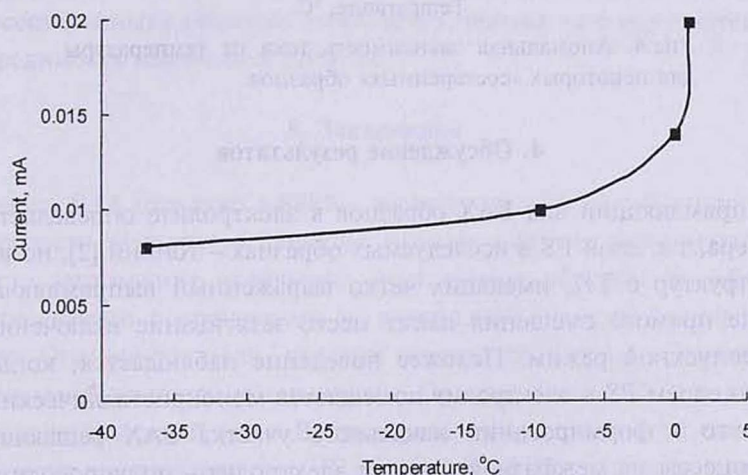


Рис.3. Зависимость тока от температуры для образцов N2.

На рис.2 и 3 приведены зависимости тока от температуры для свежесготовленных (N1) и «состаренных» (N2) образцов, соответственно. Видно, что в области температур $-6^{\circ}\text{C} - -1^{\circ}\text{C}$ для образцов N1 (рис.2) и N2 (рис.3)

имеет место скачок проводимости. Причем для образцов N2 проводимость возрастает более резко. Для некоторых «состаренных» образцов наблюдается аномальная зависимость тока от температуры (рис.4). Из рисунков видно, что температура замерзания электролита (температура фазового перехода электролита из жидкого состояния в твердое) ниже 0°C . Причина этого в том, что температура плавления нанокристаллов льда (кристаллов льда, имеющих размеры, равные размерам нанопор) ниже, чем у макрокристаллов [7]. В работе [8] график зависимости тока от температуры через систему, содержащую «состаренный» образец, похожий на наш, содержит в области фазового перехода максимум. Различие в полученных результатах, возможно, связано с тем, что поверхность пор в образцах, исследованных в [8], термически окислялась специальным технологическим циклом, а в наших образцах окисление поверхности пор происходило в естественных условиях.

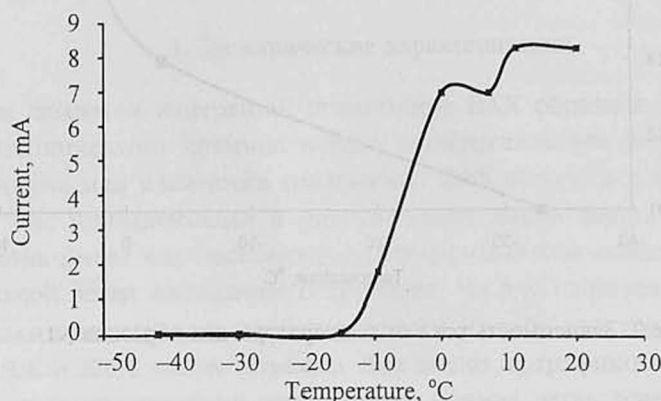


Рис.4. Аномальная зависимость тока от температуры для некоторых «состаренных» образцов.

4. Обсуждение результатов

Выпрямляющий вид ВАХ образцов в электролите определяется наличием барьера, т.е. слой PS в исследуемых образцах – тонкий [2], но в отличие от ВАХ структур с ТК, имеющих четко выраженный выпрямляющий вид, при подаче прямого смещения имеет место затягивание включения структуры в пропускной режим. Похожее поведение наблюдается, когда вместо структур со слоем PS в электролит помещается монокристаллический Si. Это означает, что в формировании начального участка ВАХ решающую роль играют процессы на межфазной границе электролит – полупроводник, представляющий собой монокристаллический Si со слоем PS или без него.

Прямая ветвь ВАХ при $T = 300\text{K}$ аппроксимируется экспоненциальной зависимостью тока от напряжения $I = B(\exp qU/\beta kT - 1)$, где I – ток через систему, q – элементарный заряд, U – напряжение, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, B – коэффициент пропорциональности,

определяемый из эксперимента ($B = 2,3 \cdot 10^{-8} \text{ A}$). Наилучшее совпадение с экспериментальной кривой обеспечивает расчетная экспонента с $\beta = 15$. Таким образом, получено, что при опускании образца в электролит коэффициент неидеальности β уменьшается. Известно, что сопротивление слоев PS, пропитанных электролитом, на несколько порядков меньше, чем сопротивление сухого слоя PS [9]. Это объясняется тем, что электролит, пропитывая PS, шунтирует нанокристаллиты, но, как мы полагаем, не полностью, поскольку, во-первых, поверхность пор в основном гидрофобна, и, во-вторых, вследствие малости размеров нанопор они заполняются электролитом не до конца. С учетом того, что β пропорционален $\text{ch}(W/L)$, где W – толщина слоя PS, L – длина диффузионного смещения [10], его уменьшение в электролите можно объяснить некоторым уменьшением W из-за шунтирования приповерхностной части нанопор электролитом и увеличением L из-за уменьшения концентрации рекомбинационных центров.

Более резкий рост тока в зависимости от температуры в области фазового перехода у образцов N2 по сравнению с образцами N1 мы объясняем так: поверхность нанопор свежеизготовленных образцов покрыта гидридными группами и поэтому гидрофобна. Со временем часть водорода заменяется кислородом, и поэтому поверхность пор становится более гидрофильной. При увеличении температуры лед начинает плавиться и при этом расширяется, т.к. имеет в нанопорах двумерную гексагональную структуру [11]. Поэтому при таянии электролит увеличивается в объеме и заполняет поры образцов. Поры «состаренных» образцов (N2) заполняются больше, чем поры свежеизготовленных, поскольку поверхность первых более гидрофильна. Поэтому в «состаренных» образцах появляется больше каналов протекания тока, и проводимость изменяется сильнее.

5. Заключение

Анализ ВАХ структур n-Si/PS – электролит – ТК (из благородного металла) в области температур 250–320K показал наличие выпрямления. Имеющее место затягивание включения исследуемых образцов из обратного в пропускное связано с процессами на межфазной границе полупроводник – электролит. Оценки показали, что при опускании образца в электролит коэффициент неидеальности уменьшается. Прямая ветвь ВАХ содержит в области малых напряжений (до 5 В) гистерезисную петлю малой площади. На обратной ветви гистерезиса нет. В области фазового перехода электролита обнаружены особенности токопереноса – резкое возрастание проводимости при повышении температуры. Для «состаренных» образцов степень возрастания проводимости больше, чем для свежеизготовленных, что объясняется изменением состояния поверхности пор со временем.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.G.Cullis, L.T.Canham, P.Calcott. J. Appl. Phys., **82**, 909 (1997).
2. S.Ossicini, L.Pavesi, F.Priolo. Light Emitting Silicon for Microphotonics. Springer-Verlag, Berlin, 2003.
3. D.J.Lockwood, L.Pavesi. Silicon Photonics, In : Topics Appl. Phys., **94**, 392. Springer-Verlag, Berlin, 2004.
4. M.Zh.Ghulinyan, V.M.AROUTIOUNIAN. Phys. Stat. Sol. (a), **197**, 419 (2003).
5. V.M.AROUTIOUNIAN, M.Zh.Ghulinyan. Ibid., **197**, k62.
6. Յ.Օ.Մխիտարյան, Ա.Ա.Շատերյան, Ա.Յ.Ադամյան, Վ.Մ.Արությունյան. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 173 (2004).
7. J.H.Bilgram. Phys. Rep., **153**, 1 (1987).
8. Е.Н.Лукьянова, С.Н.Козлов, В.М.Демидович, Г.Б.Демидович. Письма в ЖТФ, **27**, №11, 1 (2001).
9. А.М.Горячев, Г.Полиеский, О.М.Средели. ФТП, **34**, 227 (2000).
10. С.В.Слободяков, Д.Н.Горячев, Х.М.Салихов, О.М.Средели. ФТП, **3**, 340 (1999).
11. M.Odelius, M.Bernasconi, M.Parinello. Phys. Rev. Lett., **78**, 2855 (1997).

ԾԱԿՈՏԿԵՆ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՇԵՐՏ ՈՒՆԵՑՈՂ ՆՍՈՒՇՆԵՐԻ ՎԱՐԸ
ԵՎ ՀՈՍԱՆՔԻ ԶԵՐՍՆԱՄԱՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՄԸ ԷԼԵԿՏՐՈԼԻՏՈՒՄ

Ջ.Հ. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ, Ա.Ա. ՇԱՏԵՐՅԱՆ, Ա.Ս. ՍՏԵՓԱՆՅԱՆ,
Խ.Ս. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Չափված են ծակոտկեն սիլիցիումի շերտ ունեցող մոնոքրյուրեղային *n*-տիպի սիլիցիումից պատրաստված նմուշների ՎԱՐ-երը էլեկտրոլիտում 250–320Կ ջերմաստիճանային տիրույթում: Փոքր ուղիղ շերտումների տիրույթում ՎԱՐ-ի ճյուղի վրա հայտնաբերված է հիստերեզիս, իսկ հակադարձ ճյուղի վրա այն բացակայում է: Ստացված է, որ նմուշների ՎԱՐ-ը ունի ուղիղ տեսք և ուղիղ ճյուղում այն լարումը, որի դեպքում սկսում է թողարկումը, մեծանում է: Դա բացատրվում է կիսահաղորդիչ – էլեկտրոլիտ բաժանման սահմանի վրա տեղի ունեցող պրոցեսներով: ՎԱՐ-ի ուղիղ ճյուղը $T \approx 300$ Կ ջերմաստիճանում ապրոքսիմացվել է հոսանքի էքսպոնենցիալ կախումով լարումից: Էլեկտրոլիտի փոփոխյալ անցման տիեզերքում հայտնաբերվել է, որ էլեկտրահաղորդականությունը ջերմաստիճանից կախված կտրուկ աճում է:

CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS AND TEMPERATURE DEPENDENCES OF CURRENT OF SILICON SAMPLES WITH A LAYER OF POROUS SILICON IN ELECTROLYTE

Z.H. MKHITARYAN, A.A. SHATVERYAN, A.S. STEPANYAN,
KH.S. MARTIROSYAN, V.M. AROUTIOUNIAN

The static CVC of samples made of single crystal silicon of *n*-type with a layer of porous silicon (PS) are measured in electrolyte at temperatures 250–320K. We observe the hysteresis only on the direct branch of CVC. Measurements of the current temperature dependence reveal that with the temperature increase in the low-temperature region the conductivity grows monotonously; but in the region of the temperature of phase transition of the electrolyte the conductivity sharply grows.

УДК 537.611

ЭПР-ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОРГАНИЧЕСКОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА Na_xZnPc

А.С. МАНУКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 17 ноября 2004 г.)

Исследованы спектры электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) фталоцианина цинка, допированного натрием (Na_xZnPc) при разных значениях x ($x \approx 1$, $x \approx 3$). В обоих случаях температурные зависимости интегральных интенсивностей указывают на ферромагнитное поведение образцов. Измеренное значение температуры Кюри-Вейса $\sim 30\text{K}$. Температурные изменения g -факторов и формы линии сигнала ЭПР образцов с $x \approx 1$ рассмотрены в рамках статического и динамического эффектов Яна-Теллера.

Несмотря на то, что за последние 10-15 лет интенсивно исследуется ферромагнетизм в чисто органических соединениях, получение соединений с высокими значениями $T_{\text{Кюри}}$ остается пока нерешенной задачей [1,2]. Наиболее высокое значение $T_{\text{Кюри}}$, равное 16,1K, было получено в соединении C_{60} -TDAE [3].

В работе [4] сообщалось о ферромагнитном поведении образцов фталоцианина меди, допированных щелочными металлами – натрием и рубидием (Na_xCuPc и Rb_xCuPc). Там же описаны методы допирования, приводящие к восстановлению фталоцианинов, и приведены зависимости интегральной интенсивности ЭПР-спектров от температуры для двух различных образцов Na_xCuPc . Показано, что в образцах Na_xCuPc , в зависимости от стехиометрии (x), температура Кюри-Вейсса меняется в пределах 30–115K. Отмечено, что подобные результаты получаются также в образцах Na_xZnPc и Rb_xZnPc . В настоящей работе приводятся данные о температурной зависимости спектров ЭПР поликристаллических образцов Na_xZnPc при $x \approx 1$ и $x \approx 3$.

Для магнитных исследований был использован обычный ЭПР-спектрометр X -диапазона, являющийся наиболее информативным при определении степени восстановления МРс. Для каждого образца было определено соотношение интегральных интенсивностей ЭПР-сигнала при $T=77\text{K}$ и $T=293\text{K}$. Наиболее интересные образцы, в которых наблюдалось сильное отклонение от закона Кюри, были исследованы на радиоспектрометре JEOL-JES-PE-3X в широком интервале температур – от 3,5 до 300K.

Основные результаты ЭПР-измерений представлены на рис.1-3. Рис.1

соответствует образцам Na_xZnPc при $x \approx 1$. При $T = 77$ К наблюдается анизотропная линия с компонентами g -фактора, равными $g_x = 2,006(1)$, $g_y = 2,0031(2)$ и $g_z = 1,996(4)$. При $T \geq 150$ К анизотропия исчезает, линия сужается и при комнатной температуре наблюдается почти изотропная линия с $g_{300} = 2,0027(2)$. Интересно отметить, что высокотемпературный g -фактор практически равен усредненному низкотемпературному g -фактору: $\bar{g}_{77} = (g_x + g_y + g_z) / 3 = 2,002(1)$. Такое поведение свидетельствует о возможном влиянии статического и динамического эффектов Яна–Телера (ЭЯТ) в этих образцах [5]. Действительно, при восстановлении фталоцианинов в анионах $[\text{ZnPc}]^-$ имеет место снятие вырождения дважды вырожденной $7E_g$ молекулярной орбитали из-за ЭЯТ [6-8]. В работах [6-8] были исследованы анионы $[\text{ZnPc}]^-$ в растворе, т.е. случай ЭЯТ для изолированных молекул. В нашем случае, по-видимому, имеет место кооперативный эффект Яна–Теллера, так как концентрация анионов $[\text{ZnPc}]^-$ значительна и при комнатной температуре $c \approx 1,5 \cdot 10^{20}$ спин/г. Кроме того, отношение интегральных интенсивностей сигнала ЭПР при температурах жидкого азота и комнатной существенно отличается от закона Кюри ($I_{77}/I_{300} \approx 10$), что также указывает на сильное ферромагнитное взаимодействие в указанных образцах.

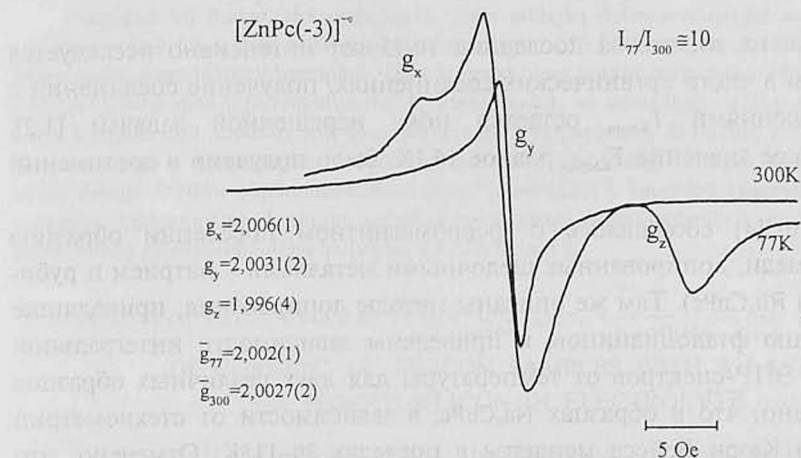


Рис.1. ЭПР спектры образцов NaZnPc при температурах 77К и 300К.

При больших степенях допирования ($x \approx 3$), когда возникают также ди- и три-анионы ZnPc , анизотропия g -фактора при низких температурах исчезает. На рис.2 приведен вид спектров ЭПР образцов Na_xZnPc при $x \approx 3$ в температурном интервале 3,5–185К, а на рис.3 представлены температурные зависимости ширины линии (ΔH) и произведения $I_{\text{ЭПР}}T$. Малые значения ширины линий ЭПР ($\Delta H \approx 1\text{э}$), очевидно, обусловлены делокализованными π -электронами, а также сильным обменным взаимодействием между ближайшими соседями. Пунктирная горизонтальная линия на рис.3 соответствует идеальному парамагнетизму с законом Кюри $I_{\text{ЭПР}}T = \text{const} = 1$ (константа нор-

мирована относительно произведения $I_{\text{ЭПР}}(185) \cdot 185$. Существенные отклонения интегральной интенсивности спектров ЭПР от закона Кюри указывают на сильное ферромагнитное взаимодействие в исследованных образцах. Из анализа кривой $I_{\text{ЭПР}}T$ следует, что температура Кюри-Вейсса равна 30К. Линейное уменьшение произведения $I_{\text{ЭПР}}T$ наблюдается при низких температурах. В случае ферромагнитного упорядочения такое поведение можно объяснить насыщением намагниченности при температурах ниже 30К.

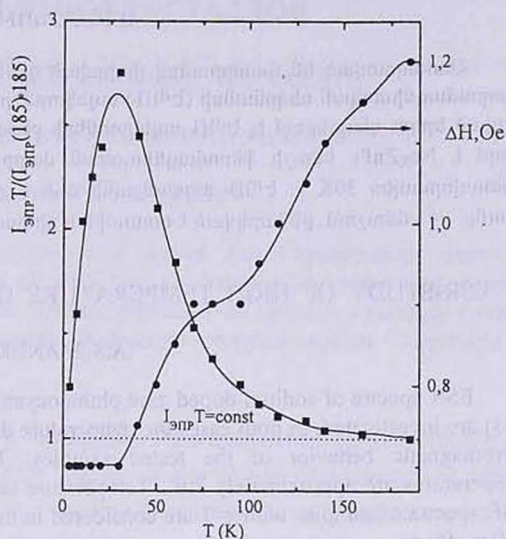
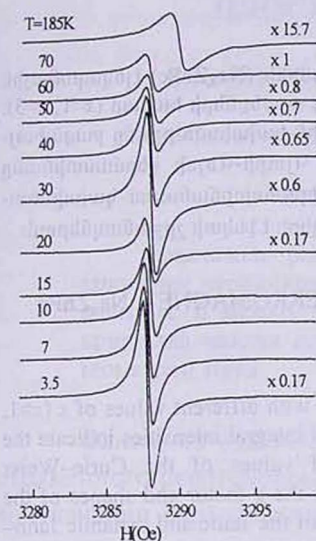


Рис.2. Спектры ЭПР Na_xZnPC , $x \approx 3$. Рис.3. Зависимости $I_{\text{ЭПР}}T$ и ΔH от температуры.

Таким образом, при допировании фталоцианина цинка щелочными металлами получают ферромагнитные соединения A_xZnPC , у которых при $x \geq 1$ температура Кюри-Вейсса заметно превосходит значения $T_{\text{Кюри}}$ всех до сих пор известных чисто органических ферромагнетиков.

Автор выражает благодарность Э.Г.Шарояну и А.Г.Малояну за полезные обсуждения и всестороннюю помощь, а также Г.Р.Асатрянцу за содействие при проведении низкотемпературных ЭПР измерений в Физ.-тех. институте им. А.Иоффе (Санкт-Петербург).

Работа поддержана грантом ANSEF №PS139-01 и грантом №00-386 Министерства Образования и Науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Coronado, P. Delhaes, D. Gatteschi, J.S. Miller (eds.), Molecular Magnetism: From Molecular Assemblies to the Devices. NATO ASI Series E, vol.381, Kluwer, Dordrecht, 1996.
2. M. Kinoshita, in [1], pp.449-472.
3. P.-M. Allemand et al. Science, 253, 30 (1991).
4. Э.Г.Шароян, В.Э.Шароян, А.С.Манукян, Изв. НАН Армении, Физика, 39, 337,

(2004).

5. И.Б.Берсукер, В.З.Полигер. Вибронные взаимодействия в молекулах и кристаллах. М., Наука, 1983.
6. J.Seth, D.Bocian. J. Am. Chem. Soc., **116**, 143 (1994).
7. M.G.Cory, H.Hirose, M.C.Zerner. Inorg. Chem., **34**, 2969 (1995).
8. J.Mack, M.J.Stillman. J. Porphyrins and Phthalocyanines, **5**, 67 (2001).

Na_xZnPc ԲԱՐՉՐ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ՕՐԳԱՆԱԿԱՆ ՖԵՌՈՍԱԳՆԵՒԻ ԷՊՈՒ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա.Ս. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ

Հետազոտված են մատրիումով լեզիրված ցինկի ֆտալոցիանինի (Na_xZnPc) էլեկտրոնային պարամագնիսական ռեզոնանսի (ԷՊՈՒ) սպեկտրները x -ի տարբեր արժեքների համար ($x \approx 1$, $x \approx 3$): Նշված երկու դեպքերում էլ ԷՊՈՒ սպեկտրների ջերմաստիճանային կախվածությունը բացահայտում է Na_xZnPc մնուլի ֆեռոմագնիսական վարքը: Չափված Կյուրի-Վեյսի ջերմաստիճանը մոտավորապես 30K է: ԷՊՈՒ ազդանշանի ձևի և g -ֆակտորի ջերմաստիճանային կախվածությունը՝ $x \approx 1$ մնուլում, քննարկված է ստատիկ և դինամիկ Յան-Թելլերի էֆեկտի շրջանակներում:

ESR-STUDY OF HIGH TEMPERATURE ORGANIC FERROMAGNET Na_xZnPc

A.S. MANUKYAN

ESR spectra of sodium-doped zinc phthalocyanines Na_xZnPc with different values of x ($x \approx 1$, $x \approx 3$) are investigated. In both cases the temperature dependences of integral intensities indicate the ferromagnetic behavior of the tested samples. The measured values of the Curie-Weiss temperatures are approximately 30K. Temperature dependences of the g -factor and shapes of the ESR spectra of samples with $x \approx 1$ are considered in the framework of the static and dynamic Jahn-Teller effects.

УДК 548.732

РЕНТГЕНОДИФРАКЦИОННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ОТРАЖАЮЩИХ АТОМНЫХ ПЛОСКОСТЕЙ МОНОКРИСТАЛЛОВ

В.К. МИРЗОЯН, С.Н. НОРЕЯН, В.Р. КОЧАРЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 21 ноября 2003 г.)

Предложен рентгенодифракционный метод для определения радиуса кривизны отражающих атомных плоскостей, вызванной температурным градиентом. В методе используются кривые качания от разных участков монокристалла кварца при двухволновой дифракции рентгеновского излучения в геометрии Лауэ.

Одним из важных вопросов в процессе исследования проходящего и отраженного рентгеновского излучений является изучение полуширины кривой качания отражающих атомных плоскостей кристалла в зависимости от параметров внешнего воздействия. Исследование процесса дифракции рентгеновских лучей в геометрии Лауэ в совершенных монокристаллах кварца под действием температурного градиента показало, что при определенных условиях ($\mu t \sim 1$, где t – толщина кристалла, μ – линейный коэффициент поглощения кристалла для данной длины волны рентгеновского излучения) наблюдается полная переброска излучения из направления прохождения в направление отражения [1]. Для объяснения механизма данного явления представляет интерес визуализация искажений отражающих атомных плоскостей, вызванных температурным градиентом в образце. Результаты таких исследований важны и в связи с разработкой и созданием новых научных приборов, работающих на основе явления полной переброски [2-4].

С целью изучения зависимости полуширины кривой качания и радиуса изгиба отражающих атомных плоскостей монокристалла кварца от величины температурного градиента нами использовалась плоская монохроматическая рентгеновская волна с расходимостью в одну угловую секунду. Для получения плоской монохроматической рентгеновской волны использована схема асимметричного отражения MoK_α излучения от отражающих атомных плоскостей (220) Si с углом асимметрии 7° .

В качестве исследуемых образцов использовались кварцевые пластинки X-среза (толщина их варьировалась от 0.25 мм до 3 мм), для которых отражающими атомными плоскостями являлись плоскости $(10\bar{1}1)$. Образцы

кварца закреплялись на специальной гониометрической головке, что давало возможность сканирования кристалла в направлении вектора дифракции ($\mathbf{g}$) и автономного вращения вокруг вертикальной и горизонтальной осей. Это позволяло обеспечить отражение от любого участка монокристалла кварца. Искажения кристаллической решетки создавались с помощью температурного градиента, направленного перпендикулярно отражающим атомным плоскостям ($10\bar{1}1$). Величина температурного градиента в кристалле изменялась от 0 до 160 град/см.

После точной юстировки образцов в положении отражения от атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) последние вращались вокруг вертикальной оси с угловой скоростью 1/32 град/мин, а скорость передвижения бумаги самописца составляла 720 мм/час. Снимались кривые качания отраженного и проходящего рентгеновских пучков от величины температурного градиента по схеме ($\lambda, -m$) в геометрии Брэгга-Лауэ при антипараллельном расположении вектора градиента ($\mathbf{B}$) и вектора дифракции ($\mathbf{g}$) ($\mathbf{B} \uparrow \downarrow \mathbf{g}$). Для каждой толщины образца снималась серия кривых качания в зависимости от величины температурного градиента. Наряду с этим снимались кривые качания от различных участков кристалла, на разных расстояниях от нагревателя. Как известно [5], под воздействием температурного градиента, приложенного к образцам монокристалла кварца, полуширина кривой качания увеличивается в десятки раз. В теории Пеннинга и Полдера [6] искажение кристалла описывается параметром эффективной деформации

$$\beta = \frac{\operatorname{tg} \theta}{C |\chi_{rh}|} \left(\cos^2 \theta \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \sin^2 \theta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right), \quad (1)$$

где χ_{rh} – действительная часть коэффициента Фурье-разложения поляризованности, θ – угол Брэгга, C – фактор поляризации, u – смещение. Первое слагаемое в скобках характеризует изгиб отражающей атомной плоскости, второе – изменение межплоскостного расстояния вдоль вектора обратной решетки. В рассматриваемом случае изменение межплоскостного расстояния вдоль вектора обратной решетки в пределах ширины рентгеновского пучка несущественно, поэтому в формуле (1) вторым слагаемым можно пренебречь

$$\beta = \frac{\operatorname{tg} \theta}{R |\chi_{rh}|}, \quad (2)$$

где $R = (\alpha \operatorname{grad} T)^{-1}$ – радиус изгиба отражающих атомных плоскостей. Следовательно, в нашем случае параметр эффективной деформации полностью определяется температурным градиентом:

$$\beta = \frac{\alpha \operatorname{tg} \theta}{|\chi_{rh}|} \operatorname{grad} T, \quad (3)$$

где α – коэффициент теплового расширения.

На рис.1 приведены кривые качания, полученные от образца толщиной 1.55 мм для отраженного $I_{отр.}$ и проходящего $I_{пр.}$ пучков в точке А (удаленной от нагревателя на 2 мм) при различных величинах температурного градиента. Из этих кривых качания можно рассчитать радиус изгиба отражающих атомных плоскостей монокристалла кварца. Схема вычисления радиуса изгиба отражающих атомных плоскостей показана на рис.2.

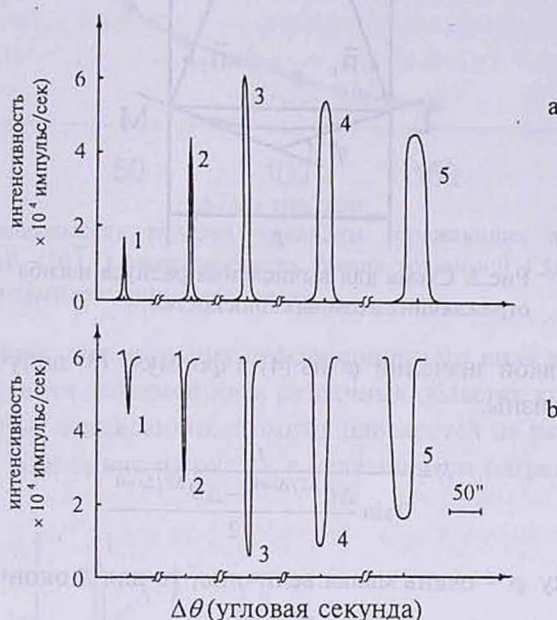


Рис.1. Кривые качания отраженного (а) и проходящего (б) пучков для отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца при различных величинах температурного градиента: 1) $\Delta T/\Delta x = 0$ град/см; 2) $\Delta T/\Delta x = 5$ град/см; 3) $\Delta T/\Delta x = 20$ град/см; 4) $\Delta T/\Delta x = 125$ град/см; 5) $\Delta T/\Delta x = 150$ град/см.

Как видно из этого рисунка, падающая плоская рентгеновская волна в процессе качания монокристалла находится в условии Брэгга: от угла $\theta_x - (\varphi/2 + \Delta\theta)$ до угла $\theta_x + (\varphi/2 + \Delta\theta)$, где φ – угол между нормальными $\mathbf{n}_1$ и $\mathbf{n}_2$, проведенными в точках L и M отражающей атомной плоскости, $\Delta\theta$ – полуширина столика Дарвина. С помощью полуширины кривых качания кристалла измеряем угол φ , что дает возможность определить радиус изгиба отражающей атомной плоскости (hkil):

$$\varphi = \Delta\theta^{\Delta T/\Delta x \neq 0} - \Delta\theta^{\Delta T/\Delta x = 0}, \quad (4)$$

где $\Delta\theta^{\Delta T/\Delta x \neq 0}$ – полуширина кривой качания кристалла при наличии температурного градиента, а $\Delta\theta^{\Delta T/\Delta x = 0}$ – в отсутствие температурного градиента. Из треугольника LOM следует:

$$t = 2R \sin(\varphi/2). \quad (5)$$

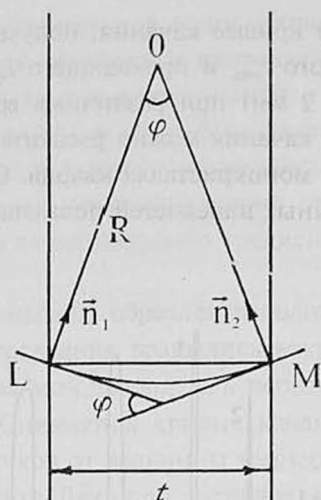


Рис.2. Схема для вычисления радиуса изгиба отражающих атомных плоскостей.

Подстановкой значения φ из (4) в формулу (5) получается выражение для радиуса кривизны:

$$R = \frac{t}{2 \sin \frac{\Delta\theta^{\Delta T/\Delta x \neq 0} - \Delta\theta^{\Delta T/\Delta x = 0}}{2}} \quad (6)$$

Поскольку φ — очень малая величина, то для R окончательно имеем:

$$R = t / \varphi \quad (7)$$

На основе этих формул и полученных экспериментальных данных были проведены расчеты радиуса изгиба для отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца. На рис.3 приведена зависимость радиуса изгиба отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ кварца от величины температурного градиента.

Как видно из полученных кривых качания (см. рис.1), наличие температурного градиента в кристалле приводит к изгибу отражающих атомных плоскостей, вследствие чего уширяются кривые качания и интенсивность отражающего пучка увеличивается до насыщения за счет проходящего пучка. Дальнейшее увеличение величины температурного градиента приводит к уменьшению интенсивности отражающего пучка, несмотря на то, что полуширины кривых качания отражающих атомных плоскостей монотонно увеличиваются.

Результаты исследований показывают, что по мере увеличения величины температурного градиента, созданного в монокристалле кварца, радиус изгиба отражающих атомных плоскостей уменьшается, и при определенных величинах радиуса изгиба имеет место полная переброска рентгеновского излучения от направления прохождения в направление отражения.

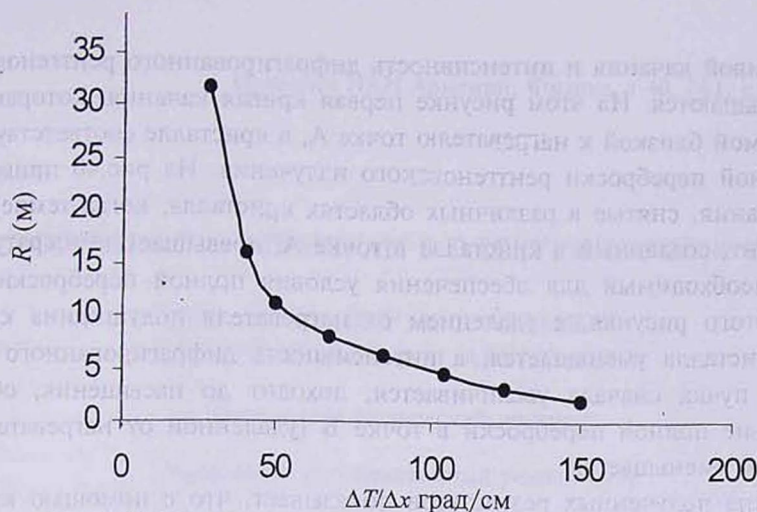


Рис.3. Зависимость радиуса кривизны отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца толщиной 1.55 мм от величины температурного градиента.

В дальнейшем, для изучения деформационного поля кристаллической решетки, т.е. градиента деформации в различных областях кристалла, снимались кривые качания отражающих атомных плоскостей на разных расстояниях от нагревателя. Как видно из рис.4а, с удалением от нагревателя, полуши-

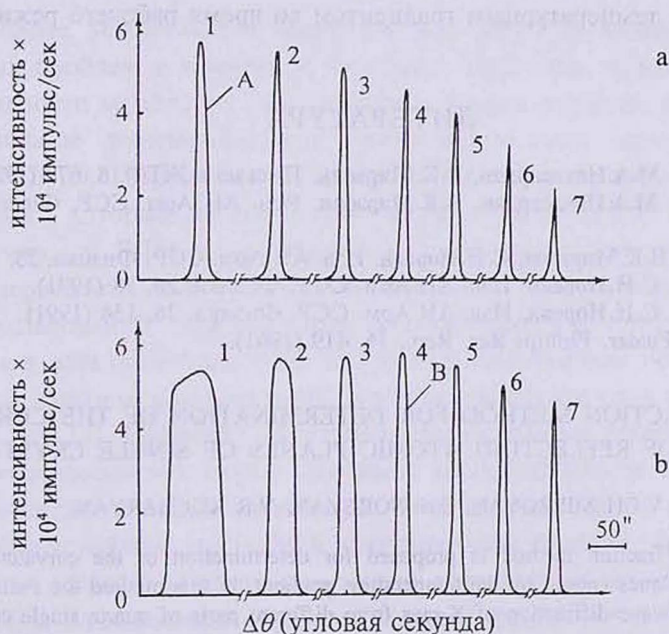


Рис.4. Кривые качания отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца на разных расстояниях от нагревателя по направлению нормали отражающих атомных плоскостей при обеспечении условия полной переборки (а) в точке А и (б) в точке В: 1) $l=2$ мм, 2) $l=3.5$ мм, 3) $l=5$ мм, 4) $l=6.5$ мм, 5) $l=8$ мм, 6) $l=9.5$ мм, 7) $l=11$ мм.

ширина кривой качания и интенсивность дифрагированного рентгеновского пучка уменьшаются. На этом рисунке первая кривая качания, которая снималась в самой близкой к нагревателю точке А, в кристалле соответствует условию полной переброски рентгеновского излучения. На рис.4б приведены кривые качания, снятые в различных областях кристалла, когда температурный градиент, созданный в кристалле в точке А, превышает температурный градиент, необходимый для обеспечения условия полной переброски. Как видно из этого рисунка, с удалением от нагревателя полуширина кривой качания кристалла уменьшается, а интенсивность дифрагированного рентгеновского пучка сначала увеличивается, доходит до насыщения, обеспечивая условие полной переброски в точке В (удаленной от нагревателя на 8мм), а затем уменьшается.

Анализ полученных результатов показывает, что с помощью кривых качания, снятых в различных областях кристалла, можно определить радиус изгиба отражающих атомных плоскостей и тем самым определить градиент деформации в кристалле. С помощью формы кривых качания и коэффициента усиления можно определить температуру кристалла в зависимости от координаты по направлению нормали отражающих атомных плоскостей, когда известна температура на одном конце кристалла по данному направлению. Результаты данных исследований можно использовать в микроэлектронике как метод экспрессного определения деформационного поля в кристалле, вызванного температурным градиентом во время рабочего режима монокристалла.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян. Письма в ЖТФ, 8, 677 (1982).
2. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 21, 340 (1986).
3. А.Р.Мкртчян, В.К.Мирзоян, С.Н.Нореян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 25, 51 (1990).
4. В.К.Мирзоян, С.Н.Нореян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 26, 38 (1991).
5. В.К.Мирзоян, С.Н.Нореян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 26, 154 (1991).
6. P.Penning, D.Polder. Phillips Res. Rep., 16, 419 (1961).

X-RAY DIFFRACTION METHOD FOR DETERMINATION OF THE CURVATURE RADIUS OF REFLECTING ATOMIC PLANES OF SINGLE CRYSTALS

V.GH. MIRZOYAN, S.N. NOREYAN, V.R. KOCHARYAN

An X-ray diffraction method is proposed for determination of the curvature radius of reflecting atomic planes caused by the temperature gradient. In this method the swinging curves plotted at the two-wave diffraction of X-rays from different parts of quartz single crystal in the Laue geometry are used.

УДК 535.343

УСТОЙЧИВОСТЬ МЕМБРАН В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В.Б. АРАКЕЛЯН¹, К.С. АРАМЯН²,
А.В. АРАКЕЛЯН³, В.М. АРУСТАМЯН²

¹Ереванский физический институт

²Арцахский государственный университет

³Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

Вычислены энергетические профили при электрическом пробое мембран, с учетом зависимости энергии образования поры малого радиуса в мембране от радиуса поры. Сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными показывает, что наиболее вероятной причиной образования поры является изгиб монослоя мембраны.

Проблема устойчивости биологических мембран является одной из центральных проблем в клеточной биологии. Причины, приводящие к потере устойчивости мембраны, разнообразны, однако наиболее важной из них является сильное трансмембранное электрическое поле, которое достигает значения 10^5 В/см. Разрушение мембраны связано с разрушением ее липидного "каркаса", который состоит из бислоя липидных молекул (БЛМ). Проблеме устойчивости БЛМ в электрическом поле посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ [1-4]. Основным результатом этих исследований является доказательство того, что потеря устойчивости мембран в электрическом поле связана со спонтанным образованием и развитием до критических размеров локальных дефектов типа сквозных гидрофильных пор [4]. Несмотря на достигнутые ощутимые успехи, все же остаются нерешенными некоторые ключевые задачи, наиболее важной из которых является более точное вычисление энергии поры малого радиуса.

Теория устойчивости БЛМ в электрическом поле [4] была построена по аналогии с теорией устойчивости тонких пленок [5], в основе которой лежит работа [6], описывающая образование новой фазы в метастабильных системах. Изменение свободной энергии БЛМ с толщиной h при спонтанном образовании в ней одной цилиндрической поры радиуса r в условиях, когда на мембране имеется фиксированная разность потенциалов φ , записывается в виде [5]

$$\Delta F = 2r\pi\gamma - r^2\pi\left(\sigma + \frac{C\varphi^2}{2}\right), \quad (1)$$

$$C = C_m((\varepsilon_w/\varepsilon_m) - 1),$$

где γ – линейное натяжение кромки поры, σ – поверхностные натяжения мембраны, $C_m = \varepsilon_0\varepsilon_m/h$ – удельная электрическая емкость БЛМ, ε_0 , ε_m , ε_w – диэлектрические проницаемости вакуума, мембраны и воды в поре, соответственно. Кривая (1) представляет собой энергетический барьер, преодоление которого и приводит к разрушению мембраны. Отметим, что формула (1) хорошо описывает поведение поры в области больших радиусов поры; если же она имеет малые размеры, то при вычислении энергии поры следует учитывать зависимость ее энергии от радиуса поры. Учет зависимости энергии поры от радиуса проведем в рамках следующих возможных механизмов образования поры.

1. Пора в мембране образуется в результате спонтанного латерального перемещения и поворота липидных молекул. Первое слагаемое в формуле (1) представим в виде $2r\pi h\sigma_c(r)$ (σ_c – поверхностные натяжения на границе раздела гидрофильной поры с водой), что фактически означает замену γ на $h\sigma_c(r)$, часто применяемую для оценки γ [5]. Принимая, что на цилиндрической границе раздела гидрофильная пора – вода искажается структура воды и воспользовавшись теоретической моделью, предложенной в работе [7] для расчета энергии искаженной структуры, после несложных вычислений можно определить эффективное значение поверхностного натяжения в виде

$$\sigma_c(\xi) = \sigma \cdot \frac{I_1(r/\xi)}{I_0(r/\xi)}, \quad (2)$$

где σ – поверхностное натяжение на границе раздела мембрана–вода, $I_n(x)$ – функция Бесселя мнимого аргумента n -го порядка, ξ – характерная длина у границы раздела поверхность поры–вода, в которой происходит искажение структуры воды по сравнению с его структурой в глубине водной фазы. Заменяя в формуле (1) γ на $h\sigma_c(r)$, с учетом (2) получим

$$\Delta F_1 = 2r\pi\sigma \cdot \frac{I_1(r/\xi)}{I_0(r/\xi)} - r^2\pi\left(\sigma + \frac{C\varphi^2}{2}\right). \quad (3)$$

Формула (3) уже позволяет описать более точно изменение свободной энергии мембраны при появлении в ней поры малого радиуса.

2. Образование поры происходит следующим образом: один монослой с одной стороны мембраны изгибается и замыкается на второй монослой мембраны таким образом, что в мембране образуется пора, представляющая собой внутреннюю часть тора [8]. Интегрируя поверхностную плотность энергии изогнутой мембраны $w_c = D_0(K_m + K_p)^2/2$ по нейтральной поверхности тора (D_0 – модуль изгиба монослоя; K_m и K_p – две главные кривизны

нейтральной поверхности), можно получить следующее выражение для энергии образования поры в мембране:

$$W_c(r) = 4\pi D_0 \left(\frac{(\rho+2)^2}{\sqrt{(\rho+2)^2 - 1}} \cdot \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\rho+3}{\rho+1}} - 2 \right), \quad \rho = 2r/h_m, \quad (4)$$

где h_m – толщина монослоя ($h_m = h/2$). Заменяв первое слагаемое в (1) на (4), получим

$$\Delta F_2 = 4\pi D_0 \left(\frac{(2r/h_m + 2)^2}{\sqrt{(2r/h_m + 2)^2 - 1}} \cdot \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{2r/h_m + 3}{2r/h_m + 1}} - 2 \right) - r^2 \pi \left(\sigma + \frac{C\varphi^2}{2} \right). \quad (5)$$

Полученные в данной работе формулы (3) и (5) отличаются от существующей формулы (1) и описывают энергетический барьер с более точным учетом энергии образования поры в мембране.

Анализ формулы (3) показывает, что при характерной длине $\xi = 2 \text{ \AA}$ [9] она практически не отличается от формулы (1). Зависимость (5) качественно отличается от (1) и (3), так как пора нулевого радиуса имеет энергию, отличную от нуля. Из формул (1), (3) и (5) видно, что наличие разности потенциалов на мембране приводит к резкому уменьшению высоты энергетического барьера. На рис.1 представлены энергетические барьеры, вычисленные по формулам (1), (3), (5) при разности потенциалов на мембране, равной 0,8 В.

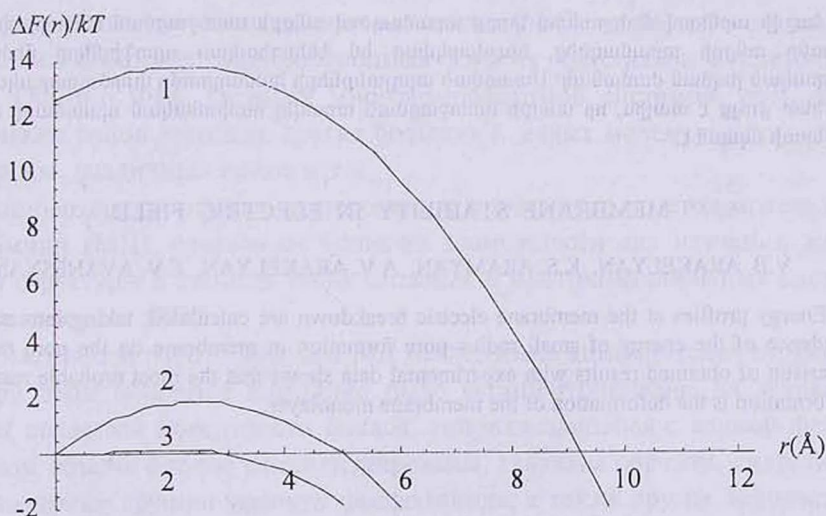


Рис.1 Зависимость энергии поры (в единицах kT , k – постоянная Больцмана, T – температура) от радиуса поры при $\varphi = 0,8 \text{ В}$. Кривая 1 построена по формуле (5), кривая 2 – по формуле (1), кривая 3 – по формуле (3) ($\varepsilon_w = 80$, $\varepsilon_m = 2$, $\sigma = 2 \text{ дин/см}$ [4], $h = 50 \text{ \AA}$ ($\gamma = h\sigma$) [5], $\xi = 2 \text{ \AA}$ [9], $D_0 = 10^{-13} \text{ эрг}$ [10]).

Из рис.1 видно, что высота энергетического барьера на кривой с номером 1 составляет 8,4 ккал/моль, в то время как на кривых 2 и 3 высоты барьеров значительно меньше, чем 8 ккал/моль. Экспериментально было показано, что энергия активации электрического пробоя БЛМ при потенциале 0,8 В составляет 8 ккал/моль [11]. Это обстоятельство указывает на то, что образование поры в БЛМ при электрическом пробое происходит в результате изгиба монослоя и образования гидрофильной поры.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.M.Crowley. Biophys. J., **16**, 236 (1976).
2. H.P.Brown. Biochim. Biophys. Acta., **413**, 609 (1976).
3. J.M.Kremer. J.Colloid Interf. Sci., **62**, 396 (1977).
4. I.G.Abidor, V.B.Arakelyan, V.F.Pastushenko, M.R.Tarasevich, et al. Bioelectrochem. Bioenerg., **6**, 37 (1979).
5. Б.В.Дерягин, Ю.В.Гутоп. Коллоидный журнал, **24**, 431 (1962).
6. Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, **12**, 525 (1942).
7. S.Marcelja. Croat. Chem. Acta, **49**, 347 (1977).
8. В.С.Маркин, М.М.Козлов. Биологические мембраны, **24**, 245 (1998).
9. S.Leikin, V.A.Parsegian, D.C.Rau, R.P.Rand. Ann. Rev. Phys. Chem., **44**, 369 (1993).
10. Биофизика мембран, т.3. Под ред. П.Г.Костюка, М., Наука, 1984.
11. Биофизика мембран, т.2. Под ред. П.Г.Костюка, М., Наука, 1982.

ՄԵՄԲՐԱՆՆԵՐԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Վ.Բ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Կ.Ս. ԱՐԱՄՅԱՆ, Ա.Վ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Է.Վ. ԱՎԱՆԵՍՅԱՆ

Հաշվի արևելով մեմբրանում փոքր տրամագծով անցքի առաջացման էներգիայի կախվածությունը անցքի տրամագծից, հաշվարկված են էներգիական պրոֆիլները մեմբրանների էլեկտրական խզման ժամանակ: Ստացված արդյունքների համադրումը փորձարարական տվյալների հետ ցույց է տալիս, որ անցքի առաջացման առավել հավանական պատճառը մեմբրանի մոնոշերտի ճկումն է:

MEMBRANE STABILITY IN ELECTRIC FIELD

V.B. ARAKELYAN, K.S. ARAMYAN, A.V. ARAKELYAN, E.V. AVANESYAN

Energy profiles at the membrane electric breakdown are calculated, taking into account the dependence of the energy of small radius pore formation in membrane on the pore radius. The comparison of obtained results with experimental data shows that the most probable reason of the pore formation is the deformation of the membrane monolayer.

УДК 577.125

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ БИМОЛЕКУЛЯРНЫХ ФОСФОЛИПИДНЫХ СЛОЕВ

Г.А. ЕГИАЗАРЯН

Международный научно-образовательный центр НАН Армении

(Поступила в редакцию 7 июня 2004 г.)

Методом молекулярной динамики исследована динамическая структура фосфолипидного бимолекулярного слоя в лиотропном жидком кристалле, состоящего из насыщенных молекул дипальмитоилфосфатидилхолина и молекул воды. Изучены расположение полярных групп молекул фосфолипидов и ориентация молекул воды в бислое. Показано, что дипольные фрагменты молекул фосфолипидов в среднем расположены почти параллельно к поверхности бислоя, а ориентация молекул воды резко изменяется с удалением молекул фосфолипида от заряженных групп по мере погружения в гидрофобный объем бислоя.

1. Введение

Фосфолипидные бимолекулярные слои (ФБС) являются основными структурными компонентами лиотропных жидких кристаллов и клеточных мембран. Обычно ФБС является многокомпонентной системой, состоящей из нескольких типов липидов, других больших и малых молекул, в том числе молекул воды, различных ионов и т.д.

Компьютерные методы исследования, в том числе и метод молекулярной динамики (МД), открывают большие возможности для изучения динамической структуры и свойств таких сложных и многокомпонентных систем, каковыми являются ФБС.

В настоящей работе методом МД исследована динамическая структура ФБС. При этом основное внимание было сконцентрировано на изучении структуры полярной поверхности бислоя, соприкасающейся с водной фазой. В полярном объеме бислоя сконцентрированы, главным образом, гидратированные полярные группы молекул фосфолипида, а также другие водорастворимые компоненты системы.

2. Методы и объекты исследования

Методом МД была исследована система фосфолипид – вода, состоящая из 128 насыщенных молекул дипальмитоилфосфатидилхолина (ДПФХ) и 3655 молекул воды. Исследуемая система содержала 17365 атомов

и имела размеры $\approx 64\text{\AA} \times 64\text{\AA} \times 64\text{\AA}$. При построении молекулы фосфолипида использованы экспериментальные данные по длинам химических связей, валентных и торсионных углов, распределения зарядов по атомам молекулы [1]. Молекула ДПФХ схематически показана на рис.1. В качестве параметров силовых полей для липидов использованы данные, приведенные в работе [2]. Слагаемые потенциальной энергии молекулы отвечают следующим типам взаимодействий: электростатических – между заряженными, ван-дер-ваальсовых – между незаряженными (главным образом между углеводородными) группами молекул фосфолипида, а также учитывающих изменения потенциальной энергии, связанные с длинами химических связей, наличием водородных связей и с величинами валентных и торсионных углов.



Рис.1. Схематическое представление молекулы ДПФХ (16:0/16:0).

При расчетах для электростатического кулоновского взаимодействия довольствовались расстояниями между зарядами до $20\text{\AA}$, а для ван-дер-ваальсовского взаимодействия – до $14\text{\AA}$. Моделирование проводилось с использованием специализированного пакета программ GROMACS [3], дающего возможность проведения компьютерного эксперимента при постоянной температуре и постоянном давлении. Моделирование проводилось при постоянной температуре, давлении и количестве атомов (*NPT* ансамбль). Температура и давление соответствовали 300K и 1 атм . Для молекул воды была использована модель SPC (Single Point Charge: $q_O = -0.82e$, $q_H = +0.41e$), которая наиболее точно описывает водную среду [4].

В качестве исходной использовали конфигурацию, рассмотренную в работе [5]. Локальное равновесие ФБС было достигнуто при помощи минимизации потенциальной энергии системы. Полное равновесие достигалось при помощи МД. Моделирование МД проводилось на компьютере Pentium-4, 2400 MHz . При этом каждая наносекунда моделирования достигалась в течение 25 часов.

3. Результаты и их обсуждение

На рис.2 представлена кривая изменения во времени среднего угла наклона цвитерионных полярных фосфотидилхолиновых групп $-\text{PO}_4^--(\text{CH}_2)_2-\text{N}^+(\text{CH}_3)_3$ молекул фосфолипидов к поверхности бислоя в жидкокристаллическом состоянии системы фосфолипид – вода.

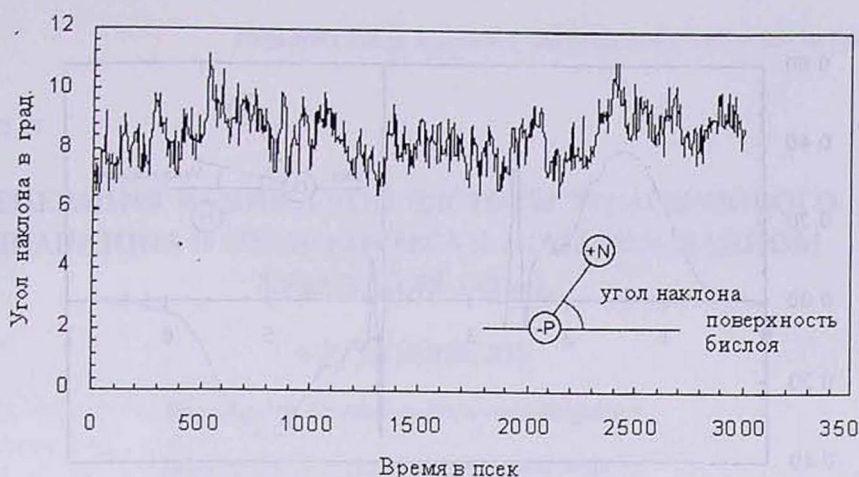


Рис.2. Изменение во времени среднего наклона $-\text{PO}_4^- - (\text{CH}_2)_2 - \text{N}^+(\text{CH}_3)_3$ групп молекул фосфолипида к поверхности ФБС ($T=300\text{K}$).

Как видно из рисунка, дипольные фрагменты молекул фосфолипидов в среднем расположены почти параллельно к поверхности ФБС, угол их наклона колеблется в пределах от 7 до 11 градусов. Естественно полагать, что причиной такого расположения полярных групп молекул являются электростатические взаимодействия. Однако, при этом следует учитывать, что заряженные атомы полярных групп должны быть окружены ориентированными молекулами воды, которые могут приводить к некоторой компенсации зарядов, тем самым уменьшая электростатическое взаимодействие между ними.

С целью исследования ориентации молекул воды на разных глубинах бислоя было изучено изменение среднего значения косинуса угла наклона молекул воды по отношению к оси, перпендикулярной поверхности бислоя, в зависимости от глубины их проникновения в бислой (рис.3).

Из рисунка видно, что у поверхности бислоя оси молекул воды расположены параллельно поверхности бислоя, т.е. параллельно полярным группам молекул фосфолипида. По мере погружения в глубь бислоя и удаления от заряженных групп молекул фосфолипида имеет место резкое изменение ориентации молекул воды. Они все больше переходят от ориентации, параллельной поверхности ФБС, к перпендикулярной.

Из полученных данных следует, что чем ближе к поверхности ФБС, тем больше атомы кислорода молекул воды ориентированы в направлении группы $-\text{N}^+(\text{CH}_3)_3$. Подобное расположение молекул воды в гидратированном слое вокруг полярных групп молекул фосфолипида наблюдалось и в других работах [6].

Таким образом, причиной наблюдаемого расположения полярных групп молекул фосфолипида на поверхности ФБС является конкуренция:

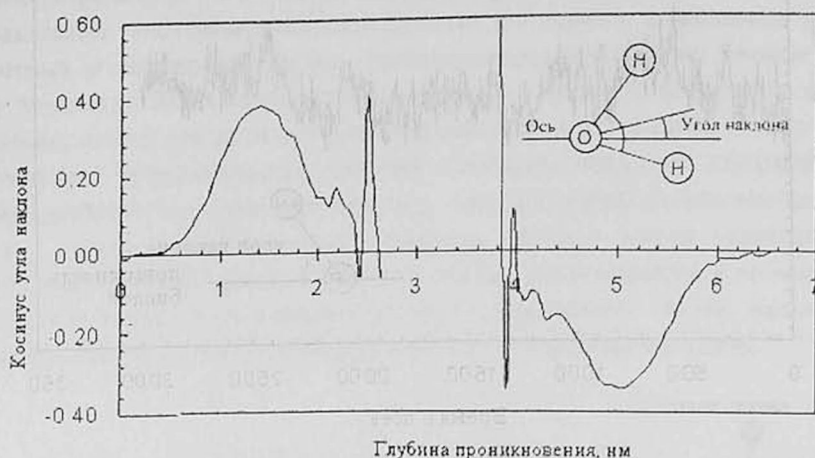


Рис.3. Зависимость среднего косинуса угла наклона молекул воды к оси, перпендикулярной поверхности бислоя, от глубины расположения молекул воды в бислое (глубина 3,25 нм соответствует центру бислоя).

а) электростатического взаимодействия между заряженными гидратированными полярными группами молекул фосфолипида и б) взаимодействия между молекулами воды и незаряженными группами молекул фосфолипида через водородные связи.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Nagle, R.Zhang, S.Tristram-Nagle, H.Petrache, R.Suter. *Biophys. J.*, **70**, 1419 (1996).
2. O.Berger, O.Edholm, F.Jahnig. *Biophys J.*, **72**, 2002 (1997).
3. E.Lindahl, B.Hess, D. van der Spoel. *J. Mol. Mod.*, **7**, 306 (2001).
4. H.J.C.Berendsen, J.P.M.Postma, W.F. van Gunsteren, J. I.Hermans. In: *Intermolecular Forces* (B.Pullman ed.). D.Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1981, p.331.
5. D.P.Tieleman, H.J.C.Berendsen. *J. Chem. Phys.*, **105**, 4871 (1996).
6. H.E.Alper, O.Bassolino-Klimas, T.R.Stouch. *Chem. Phys.*, **99**, 5547 (1993).

COMPUTER MODELING OF DYNAMIC STRUCTURE OF BIMOLECULAR PHOSPHOLIPID LAYERS

G.A. YEGHIAZARYAN

Using the method of molecular dynamics, the dynamic structure of a phospholipid bimolecular layer in a lyotropic liquid crystal consisting of saturated molecules of dipalmitoylphosphatidylcholine and molecules of water is investigated. The arrangement of polar groups of molecules of phospholipids and orientation of molecules of water in the bilayer are investigated. It is shown that dipole fragments of phospholipid molecules on the average are located almost in parallel to a bilayer surface, and the orientation of water molecules sharply changes with moving off from the charged groups of phospholipid molecule during the process of immersing in the waterproof volume of the bilayer.

УДК 537.87

ГЕНЕРАЦИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА В ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ LiNbO_3

В.Р. ТАТЕВОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 февраля 2004 г.)

Показано, что в периодически поляризованном кристалле ниобата лития можно получить генерацию разностной частоты терагерцового диапазона, излучаемую в направлении, перпендикулярном распространению возбуждающих оптических пучков. Рассчитанное значение мощности терагерцовой волны составляет 2,5 Вт при использовании лазеров с мощностью 10 кВт и длине кристалла 5 см.

В последние годы широкое распространение получили исследования новых методов генерации излучения в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот [1-3]. Это связано с тем, что имеющиеся источники ТГц излучения весьма громоздки, малоэффективны и обладают высокой стоимостью. Одним из перспективных методов получения ТГц излучения является генерация разностной частоты (ГРЧ) бигармонического лазерного излучения в нелинейном кристалле. Однако большинство оптических нелинейных материалов (в частности, ниобат лития) обладают высоким поглощением ТГц волн, что препятствует получению мощного ТГц излучения.

Для преодоления этой трудности в работе [4] было предложено использовать периодически поляризованный кристалл ниобата лития (ППКЛН). Способы изготовления таких кристаллов подробно изложены в работе [5]. Путем специального выбора пространственного периода ППКЛН, терагерцовая волна излучается в направлении, перпендикулярном распространению лазерных пучков. В этом случае путь, пройденный терагерцовой волной в кристалле, существенно уменьшается и, следовательно, влияние поглощения становится незначительным. Однако для конструктивной интерференции ТГц волн, испускаемых с различных участков (глубин) кристалла, необходимо, чтобы поперечный размер лазерного пучка (в направлении распространения терагерцового излучения) был много меньше, чем длина волны генерируемого излучения в кристалле λ_3 . При генерации волны с частотой 1 ТГц длина волны в кристалле составляет 59 мкм. Следовательно, необходимо использовать сильно сфокусированные лазерные пучки с по-

перечным размером $r \sim 10-20$ мкм. Последнее сильно ограничивает величину допустимой мощности используемых лазеров, а, следовательно, и мощность ГРЧ из-за возможности оптического разрушения кристалла. Кроме того, крайне мала эффективная длина нелинейного взаимодействия ввиду дифракционной расходимости лазерного излучения. Таким образом, представляет интерес разработать метод ГРЧ, который позволил бы использовать лазерные пучки с широкой апертурой для получения ТГц волны, испускаемой в направлении, перпендикулярном распространению лазерного излучения.

В настоящей работе с этой целью предлагается использовать периодически поляризованный кристалл ниобата лития, в котором изменения знака нелинейной восприимчивости происходит как в направлении распространения лазерных пучков, так и в направлении излучения ТГц волны.

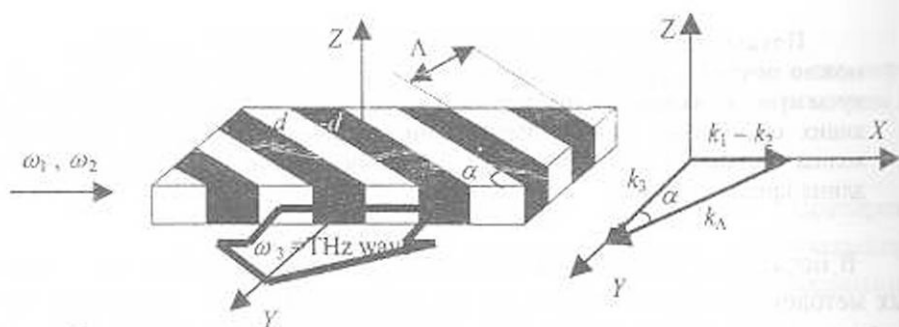


Рис. 1. Конфигурация нелинейного взаимодействия в кристалле.

Конфигурация нелинейного взаимодействия представлена на рис.1, где темными и светлыми участками изображены домены кристалла, различающиеся знаком нелинейной восприимчивости d , координатная ось X ориентирована вдоль направления распространения оптических пучков, а ось Y — вдоль направления испускания ТГц волны. Оптические пучки локализованы вблизи бокового торца кристалла, с целью уменьшения расстояния, проходимого ТГц волной в нелинейном материале. Поляризация оптического излучения параллельна оптической оси кристалла Z .

Пространственный период Λ периодически поляризованного кристалла и угол ориентации доменной стенки α выбираются так, чтобы в процессе ГРЧ удовлетворялось условие векторного синхронизма:

$$k_1 - k_2 + k_\Lambda = k_3, \quad (1)$$

где $k_j = \omega_j n_j / c$ — волновые числа на частотах ω_j , $j=1,2,3$, ω_1 и ω_2 — частоты оптических излучений, $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ — разностная частота, соответствующая ТГц диапазону, n_j — показатели преломления на частотах ω_j , c — скорость света, $k_\Lambda = 2\pi/\Lambda$.

Проектируя векторное соотношение (1) в направлении осей X и Y

имеем:

$$\frac{2\pi}{\Lambda} \sin \alpha = k_1 - k_2, \quad (2)$$

$$\frac{2\pi}{\Lambda} \cos \alpha = k_3. \quad (3)$$

Физический смысл полученных соотношений достаточно ясен. Условие (2) означает, что фаза волны нелинейной поляризации на разностной частоте не зависит от координаты X . Следовательно, каждый тонкий слой индуцированных диполей (параллельных плоскости ZX) будет формировать ТГц излучение, распространяющееся в основном вдоль оси Y , т.е. в направлении, перпендикулярном распространению оптического излучения. Согласно условию (3), расстояние между соседними доменами ППКЛН в направлении испускаемых ТГц волн составляет $\lambda_3/2$, где λ_3 — длина волны ТГц излучения в кристалле. Поскольку знак нелинейной восприимчивости в соседнем домене противоположен, то испускаемые ТГц волны складываются синфазно.

Воспользовавшись уравнениями (2) и (3), для необходимого угла ориентации α и пространственного периода кристалла Λ получаем

$$\alpha = \arctg \frac{k_1 - k_2}{k_3}, \quad (4)$$

$$\Lambda = 2\pi \frac{\sin \alpha}{k_1 - k_2}. \quad (5)$$

Полученные выражения легко упростить, пользуясь тем, что при генерации ТГц частот методом ГРЧ имеет место неравенство $\omega_3 \ll \omega_1, \omega_2$. Следовательно, разность волновых чисел может быть представлена в виде $k_1 - k_2 \approx \omega_3 n_g / c$, $n_g = [n + \omega(dn/d\omega)]_{\omega_2}$ — коэффициент преломления, соответствующий групповой скорости оптического излучения в кристалле.

Пользуясь этим, соотношения (4) и (5) можно переписать в виде

$$\alpha = \arctg \frac{n_g}{n_3}, \quad (6)$$

$$\Lambda = \lambda_{30} \cos \alpha = \frac{\lambda_{30}}{n_3} \cos \alpha, \quad (7)$$

где $\lambda_{30} = \lambda_3 n_3$ — длина волны ТГц излучения в свободном пространстве.

Таким образом, нетрудно рассчитать пространственный период Λ и угол ориентации α , необходимые для получения квази-синхронной генерации ТГц волн в периодически поляризованном кристалле. Рассмотрим, в качестве примера, генерацию ТГц волны с $\lambda_{30} = 200$ мкм путем смешения излучений лазеров с длинами волн в окрестности 1 мкм. Подстановка в (6) и (7) величин показателей преломления кристалла $n_3 = 5,1$ и $n_g = 2,2$ дает значения

$\Lambda = 36$ мкм и $\alpha = 23^\circ$, которые могут быть реализованы на практике.

Для расчета мощности генерации ТГц волны нелинейный кристалл рассматривался нами как антенна [6], питаемая сторонним током $j = \partial P^{NL}/\partial t$, где P^{NL} – нелинейная поляризация кристалла на разностной частоте. В результате была получена следующая оценка эффективности генерации: $\eta = P_3/P_1P_2L = 5$ нВт/В²см, где L – длина кристалла, P_3 – мощность ТГц излучения, $P_{1,2}$ – мощности возбуждающих лазерных излучений. Отсюда следует, что при длине кристалла 5 см и мощности импульсных лазеров $P_1 = P_2 = 10$ кВт мощность ТГц излучения доходит до 2,5 Вт.

Таким образом, предлагаемая новая конфигурация нелинейного взаимодействия позволяет получить мощное импульсное излучение ТГц диапазона частот.

Автор признателен Ю.О.Аветисяну за постановку задачи и А.А.Ахумянину за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.Kawase, J.Shikata, H.Minamide, K.Imai, H.Ito. Appl. Opt., **40**, 1423 (2001).
2. R.K.Lai, J.Hwang, T.B.Norris, J.F.Whitaker. Appl. Phys. Lett., **72**, 3100 (1998).
3. Y.-S.Lee, T.Meade, V.Perlin, T.Norris, A.Galvanauskas. Appl. Phys. Lett., **76**, 2505 (2000).
4. Y.Avetisyan, Y.Sasaki, H.Ito. Appl. Phys., **B 73**, 511 (2001).
5. M.M.Fejer, G.A.Magel, D.H.Jundi, R.L.Byer. IEEE J. Quantum Electron., **28**, 2631 (1992).
6. Ю.О.Аветисян, П.С.Погосян. Письма в ЖТФ, **2**, 1144 (1976).

ՏԵՐԱՀԵՐՏԱՅԻՆ ՏԻՐՈՒՅԹԻ ՏԱՐԲԵՐԱՅԻՆ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ԳԵՆԵՐԱՅԻՆ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԲԵՎԵՌԱՅՎԱԾ LiNbO_3 ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Վ.Ռ. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ պարբերական բևեռացված լիթումի միոբատի բյուրեղում կարելի է ստանալ տերահերցային տիրույթի տարբերային հաճախության գեներացիա գրգռող օպտիկական փնջերի տարածմանը ուղղահայաց ուղղությամբ: Հաշվարկված տերահերցային ալիքի հզորության արժեքը կազմում է 2,5 Վտ օպտիկական լազերների 10 կՎտ հզորության և բյուրեղի 5սմ երկարության դեպքում:

TERAHERTZ-WAVE DIFFERENCE FREQUENCY GENERATION IN PERIODICALLY POLED LiNbO_3 CRYSTAL

V.R. TADEVOSYAN

It is shown that terahertz-wave difference frequency generation can be radiated in the direction perpendicular to the propagation of optical beams by using of periodically poled lithium niobate crystal. According to calculations, the power of terahertz-wave is about 2,5 W for the power of lasers 10 kW and the crystal length 5 cm.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ս.Գ.Պողոսյան. ճեղքով և կլոր անցքով անցնող արագ շարժվող մասնիկի դիֆրակցիոն ճառագայթումը.	3
Ռ.Մ.Սովսեյան, Ա.Ս.Սահակյան. Միատելեկտրոնային վիճակները երկակի գծային ճ-վիտում.	10
Վ.Ռ.Ղազարյան. Դեմկով-Կունիկեի առաջին մոդելը սառն ատոմների ֆոտոասոցիացիայի տեսությունում.	16
Կ.Ժ.Ստեփանյան. Սոսնակա ինֆրակարմիր տիրույթում անընդհատ սպեկտրի գեներացիան մի քանի օպտիկական տատանումների տևողությամբ լազերային իմպուլսերով.	22
Ա.Յ.Գևորգյան. Դիողային անցումը և լուսային էներգիայի կուտակումը անշրջելի էլեմենտ պարունակող օպտիկական համակարգում.	32
Ա.Ս.Սիերյան, Յ.Ա.Սովսիսյան, Ա.Ա.Կիրակոսյան, Լ.Խ.Սուրադյան. Գերկարճ իմպուլսների տևողության որոշումը սպեկտրալ չափումների միջոցով.	41
Զ.Յ.Մխիթարյան, Ա.Ա.Շատվերյան, Ա.Ս.Ստեփանյան, Խ.Ս.Մարտիրոսյան, Վ.Ս.Հարությունյան. Ծակոտկեն սիլիցիումի շերտ ունեցող նմուշների ՎԱԲ-երը և հոսանքի ջերմաստիճանային կախումը էլեկտրոլիտում.	43
Ա.Ս.Մանուկյան. Na_2ZnPc բարձր ջերմաստիճանային օրգանական ֆեռոմագնիսի ԵՊՌ հետազոտությունը.	49
Վ.Ղ.Միրզոյան, Ս.Ն.Նորեյան, Վ.Ռ.Քոչարյան. Միաբյուրեղների անդրադարձնող ատոմային հարթությունների ճկման շառավղի որոշման ռենտգենդիֆրակցիոն մեթոդ.	53
Վ.Բ.Առաքելյան, Կ.Ս.Արամյան, Ա.Վ.Առաքելյան, Է.Վ.Ավանեսյան. Մեմբրանների կայունությունը էլեկտրական դաշտում.	59
Գ.Ա.Շղիազարյան. Բիմոլեկուլյար ֆոսֆոլիպիդային դիմամիկ կառուցվածքի կոմպյուտերային մոդելավորումը.	63
Վ.Ռ.Թադևոսյան. Տերահերցային տիրույթի տարբերային հաճախության գեներացիան պարբերական բևեռացված LiNbO_3 բյուրեղում.	67

CONTENTS

M.G.Poghosyan. Diffraction radiation of fast particles passing through a slit and circular aperture.	3
R.M.Movsesyan, A.S.Sahakyan. One-electron states in a linear double δ -well.	10
V.R.Ghazaryan. First Demkov-Kunike model in the theory of photoassociation of cold atoms.	16
K.G.Stepanyan. Spectral supercontinuum generation in the near-infrared region by the laser pulses with duration of several optical cycles.	22
A.H.Gevorgyan. Diode transmission and light energy accumulation in optical systems with nonreciprocal element.	32
A.S.Mheryan, H.A.Movsisyan, A.A.Kirakosyan, L.Kh.Mouradian. Determination of ultrashort pulse duration by spectral measurements.	41
Z.H.Mkhitarian, A.A.Shatveryan, A.S.Stepanyan, Kh.S.Martirosyan, V.M.Aroutiounian. Current-voltage characteristics and temperature dependences of current of silicon samples with a layer of porous silicon in electrolyte.	43
A.S.Manukyan. ESR-study of high-temperature organic ferromagnet Na_2ZnPc	49
V.Gh.Mirzoyan, S.N.Noreyan, V.R.Kocharyan. X-ray diffraction method for determination of the curvature results of reflecting atomic planes of single crystals	53
V.B.Arakelyan, K.S.Aramyan, A.V.Arakelyan, E.V.Avanesyan. Membrane stability in electric field.	59
G.A.Yeghiazaryan. Computer modeling of dynamic structure of bimolecular phospholipid layers.	63
V.R.Tadevosyan. Terahertz-wave difference frequency generation in periodically poled LiNbO_3 crystal.	67

СОДЕРЖАНИЕ

✓ М.Г.Погосян. Дифракционное излучение быстрых частиц при пролете через щель и круглое отверстие.	3
Р.М.Мовсесян, А.С.Саакян. Одноэлектронные состояния в двойной линейной δ -яме.	10
В.Р.Казарян. Первая модель Демкова–Кунике в теории фотоассоциации холодных атомов.	16
К.Ж.Степанян. Генерация спектрального суперконтинуума в ближней инфракрасной области лазерными импульсами длительностью в несколько оптических колебаний.	22
А.А.Геворгян. Диодное пропускание и аккумуляция световой энергии в оптической системе с невзаимным элементом.	32
А.С.Мгерян, О.А.Мовсесян, А.А.Киракосян, Л.Х.Мурадян. Определение длительности сверхкоротких лазерных импульсов с помощью спектральных измерений.	41
З.О.Мхитарян, А.А.Шатверян, А.С.Степанян, Х.С.Мартirosян, В.М.Арутюнян. Вольт-амперные характеристики и температурные зависимости тока образцов из кремния со слоем пористого кремния в электролите.	43
А.С.Манукян. ЭПР-исследование высокотемпературного органического ферромагнетика Na_2ZnPc	49
✓ В.К.Мирзоян, С.Н.Норейн, В.Р.Кочарян. Рентгенодифракционный метод определения радиуса кривизны отражающих атомных плоскостей монокристаллов.	53
В.Б.Аракелян, К.С.Арамян, А.В.Аракелян, В.М.Арустамян. Устойчивость мембран в электрическом поле.	59
Г.А.Егизарян. Компьютерное моделирование динамической структуры бимолекулярных фосфолипидных слоев.	63
В.Р.Татевосян. Генерация разностной частоты терагерцового диапазона в периодически поляризованном кристалле LiNbO_3	67

Тираж 150. Сдано в набор 10.01.2005.

Подписано к печати 24.01.2005. Печ. л. 4,5.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.