ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS

ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

47, N3, 2012

АЖС 415

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ

ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

47

№ 3

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ԳԻՏԱԿԱՆ ԳՐԱԴԱՐԱՆ

ՀՀ ԳԱԱ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ИЗДАТЕЛЬСТВО "ГИТУТЮН" НАН РА
ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН
2012

© 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. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
Д. Г. Саркисян
Ю. С. Чилингарян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
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.Mkrtchyan
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.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №3, с.151-159 (2012)

УДК 539.2

УРАВНЕНИЕ ДЛЯ СПЕКТРА ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ С НЕГЛАДКИМ ДНОМ

Д.М. СЕДРАКЯН, Д.А. БАДАЛЯН, Л.Р. СЕДРАКЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 20 октября 2011 г.)

Предложен метод определения спектра связанных состояний электрона, совершающего стационарное движение в трехмерной квантовой яме с негладким дном. Показано, что проблема нахождения собственных значений энергии сводится к исследованию многоканального рассеяния частицы от внутриямной части потенциала. Получено уравнение для энергии, зависящее от амплитуд отражения и пропускания электрона. Для иллюстрации применения метода к конкретным системам рассмотрена трехмерная асимметричная квантовая яма с гладким дном.

1. Введение

Низкоразмерные неоднородные квантовые системы привлекают к себе большое внимание в связи с широкими возможностями их практического применения. Физические свойства указанных систем во многом определяются особенностями их энергетического спектра для различных элементарных возбуждений. В частности, определение спектра электронных возбуждений сводится к решению уравнения Шредингера (УШ) с заданной потенциальной функцией и известными граничными условиями. Однако, как известно, точное решение этой задачи для 2D и 3D систем с произвольной потенциальной функцией сопряжено с непреодолимыми математическими трудностями. Поэтому в последние годы интенсивно разрабатываются квазиодномерные модели [1-5], которые, с одной стороны, легче исследовать математически, а с другой – можно использовать для прикладных целей.

Целю настоящей работы было получение уравнения для определения энергетического спектра связанных состояний электрона, находящегося в квантовой проволоке цилиндрической и параллелепипедальной формы с асимметричной квантовой ямой в направлении оси проволоки со встроенным внутри трехмерным потенциалом произвольного вида. В разделе 2 рассмотрено движение электрона с ограничением движения в направлении, поперечном оси проволоки. Это ограничение приводит к распаду УШ на уравнения в направлении оси проволоки и в поперечном направлении. В разделе 3 из условия непрерывности логарифмической производной волновой функции получено секулярное уравнение, определяющее в общем виде спектр связанных состояний электрона.

Показано, что определение спектра электронных состояний сводится к последовательному решению однотипных уравнений (42) для различных областей полного спектра. В конце из этого уравнения получается секулярное уравнение при отсутствии вложенного потенциала, которое естественно совпадает с секулярным уравнением для случая асимметричнй ямы.

2. Электрон в неоднородной квазиодномерной квантовой яме

Рассмотрим электрон, движущийся в потенциальном поле $U(x,y,z)$. Предположим, что ось проволоки направлена по оси *z*. Пусть движение в поперечной к оси проволоки плоскости (x,y) ограничено непрозрачными стенками в виде цилиндрической или плоской поверхности. Обозначим радиус сечения цилиндра через *a*, а толщину параллелепипеда в направлениях *x* и *y*, соответственно через, *a* и *b*. Движение в направлении *z* заранее не ограничено. Задача определения стационарных состояний движения частицы с массой m_e сводится к решению УШ

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\Psi(x,y,z)+\left(\chi^2-V(x,y,z)\right)\Psi(x,y,z)=0, \tag{1}$$

где

$$\chi^2=\left(2m_e/\hbar^2\right)E, \quad V(x,y,z)=\left(2m_e/\hbar^2\right)U(x,y,z). \tag{2}$$

Граничные условия уравнения (1) в случае проволоки с прямоугольным сечением напишем в декартовых координатах в виде

$$\Psi(x,y,z)\big|_{x=\pm a/2}=0, \quad \Psi(x,y,z)\big|_{y=\pm b/2}=0. \tag{3}$$

В случае проволоки с круговым сечением эти условия удобно написать в цилиндрических координатах в виде:

$$\Psi(\rho,\varphi,z)=0 \ \text{ при } \ \rho=a. \tag{4}$$

Решения уравнения (1), удовлетворяющие граничным условиям (3) и (4), можно написать в следующем виде:

$$\begin{aligned}\Psi(x,y,z)&=\sum_{k=0}^{\infty}\sum_{l=0}^{\infty}\Psi_{kl}(z)\Phi_k(x)\Phi_l(y),\\ \Psi(\rho,\varphi,z)&=\sum_{k=1}^{\infty}\sum_{l=0}^{\infty}\Psi_{kl}(z)\varphi_{kl}(\rho)\cos l\varphi.\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь функции $\Phi_k(x)$, $\Phi_l(y)$ и $\varphi_{kl}(\rho)$ имеют вид

$$\Phi_k(x)=\sqrt{\frac{2}{a}}\cos\chi_k x, \quad \Phi_l(y)=\sqrt{\frac{2}{b}}\cos\chi_l y, \ \varphi_{kl}(\rho)=\frac{I_l(\chi_{kl}\rho)}{a\sqrt{\pi}I_{l+1}(\chi_{kl}a)}, \tag{6}$$

где $I_l(\chi_{kl}\rho)$ – цилиндрические функции Бесселя. Здесь

$$\chi_k = \frac{\pi(2k+1)}{a}, \quad \chi_l = \frac{\pi(2l+1)}{b}, \tag{7}$$

а $\hbar^2\chi_{kl}^2/2m$ есть собственные значения энергии поперечного движения электрона в случае проволоки кругового сечения, где величины χ_{kl} определяются из уравнения

$$I_l(\chi_{kl}a) = 0\,. \tag{8}$$

Решения уравнения (8) хорошо известны (см., например, [5]).

Для искомых функций $\Psi_{kl}(z)$ легко получить следующую систему линейных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d^2\Psi_{kl}(z)}{dz^2} + k_{kl}^2\Psi_{kl}(z) - \sum_{k'=1}^{\infty}\sum_{l'=1}^{\infty} V_{kk'}^{ll'}(z)\Psi_{k'l'}(z) = 0, \tag{9}$$

где для проволоки прямоугольного сечения

$$k_{kl}^2 = \chi^2 - \chi_k^2 - \chi_l^2,$$
$$V_{kk'}^{ll'}(z) = \frac{4}{ab}\int_{-a/2}^{a/2} dx \int_{-b/2}^{b/2} dy \cos\chi_k x \cos\chi_l y V(x,y,z)\cos\chi_{k'}x\cos\chi_{l'}y, \tag{10}$$

а для проволоки кругового сечения

$$k_{kl}^2 = \chi^2 - \chi_{kl}^2,$$
$$V_{kk'}^{ll'}(z) = \frac{1}{\pi a^2\left(I_{l+1}(\chi_{kl}a)\right)^2}\int_0^a \rho d\rho I_l(\chi_{kl}\rho) I_{k'}(\chi_{k'l'}\rho)\int_0^{2\pi} d\varphi V(\rho,\varphi,z)\cos l\varphi\cos l'\varphi. \tag{11}$$

Если рассматривать рассеяние частицы по N конечным числам каналов, то в этом случае нужно определить амплитуды прохождения T_n и отражения R_n, где индекс n меняется от единицы до N. Число N равняется числу поперечных энергетических состояний частицы, по которым происходит рассеяние. Следовательно, каждый индекс n соответствует паре индексов k, l, которые описывают энергетические состояния поперечного движения частицы. Условимся эти состояния нумеровать согласно росту значений поперечной энергии. Такая нумерация может одновременно показывать нумерацию каналов расеяния.

Учитывая вышесказанное, уравнение (9) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{d^2\Psi_n(z)}{dz^2} + k_n^2\Psi_n(z) - \sum_{m=1}^{N} V_{nm}(z)\Psi_m(z) = 0, \quad n = 1,2,\ldots,N. \tag{12}$$

Здесь индекс n соответствует паре индексов k и l, а индекс m – паре индексов k' и l'.

Таким образом, нахождение собственных значений и собственных функ-ций УШ сводится к решению системы одномерных линейных уравнений (12).

Исследуем решения системы (12) для потенциала

$$V(x,y,z)=\begin{cases} V_1=\text{const}, & \text{если} \quad z<0, & \text{I} \\ 0, & \text{если} \quad 0\le z\le \varepsilon, \ (\varepsilon\to 0) & \text{II} \\ v(x,y,z), & \text{если} \quad \varepsilon\le z\le d-\varepsilon, & \text{III} \\ 0, & \text{если} \quad d-\varepsilon\le z\le d, & \text{IV} \\ V_2=\text{const}, & \text{если} \quad z>d, & \text{V} \end{cases} \tag{13}$$

где d – расстояние между точками $z=0$ и $z=d$. Функция (13), совместно с условиями (3), описывает трехмерную асимметричную потенциальную яму с неоднородным дном, характеризуемым функцией $v(x,y,z)$; римскими цифрами пронумерованы соответствующие области потенциала $V(x,y,z)$.

Рассмотрим область I $(z<0)$. В этой области из-за ортогональности функций $\Phi_n(x)$ и $\Phi_n(y)$ получим

$$V_{nm}(z)=V_1\delta_{nm}. \tag{14}$$

Подставляя (14) в (12) получим следующую систему уравнений:

$$\frac{d^2\Psi_n(z)}{dz^2}+k_n^2\Psi_n(z)-V_1\Psi_n(z)=0, \qquad n=1,2,\ldots\infty. \tag{15}$$

Для возникновения связанных состояний необходимо, чтобы $V_1>k_n^2$. Тогда решениям уравнений (15) будут соответствовать волновые функции $\Psi_n^{(\mathrm{I})}(z)$, экспоненциально затухающие по мере удаления от потенциальной ямы (в направлении z):

$$\Psi_n^{(\mathrm{I})}(z)=L_n e^{\chi_n^{(\mathrm{I})}z}, \tag{16}$$

где

$$\chi_n^{(I)}=\sqrt{V_1-k_n^2}. \tag{17}$$

В области V $(z>d)$ точно таким же образом имеем $V_{nm}(z)=V_2\delta_{nm}$,

$$\frac{d^2\Psi_n(z)}{dz^2}+\left(k_n^2-V_2\right)\Psi_n(z)=0 \tag{18}$$

и при $V_2>k_n^2$ решениями уравнений (18) являются функции $\Psi_n^{(\mathrm{V})}(z)$:

$$\Psi_n^{(\mathrm{V})}(z)=M_n e^{-\chi_n^{(\mathrm{V})}z}, \tag{19}$$

где

$$\chi_n^{(\mathrm{V})}=\sqrt{V_2-k_n^2}. \tag{20}$$

В бесконечно тонкой области II $(0\le z\le\varepsilon)$ $V_{nm}(z)=0$. Следовательно, из уравнений (12) получим

$$\frac{d^2\Psi_n(z)}{dz^2} + k_n^2\Psi_n(z) = 0. \tag{21}$$

Решениями системы (21) являются волновые функции свободной частицы

$$\Psi_n^{(\mathrm{II})}(z) = A_n e^{ik_n z} + B_n e^{-ik_n z}. \tag{22}$$

Аналогично, для инфинитезимальной области IV получим

$$\Psi_n^{(\mathrm{IV})}(z) = C_n e^{ik_n z} + D_n e^{-ik_n z}. \tag{23}$$

Что касается области III, где $V(x,y,z) = v(x,y,z)$ – произвольная функция, то тут решения уравнений (12) в общем случае могут быть найдены только численными методами.

3. Получение секулярного уравнения

Спектр связанных состояний электрона может быть определен из условия непрерывности логарифмической производной волновой функции $\Psi_n(z)$ в точках $z = 0$ и d. Требование равенства производных $d\ln\Psi_n^{(\mathrm{I})}(z)/dz$ и $d\ln\Psi_n^{(\mathrm{II})}(z)/dz$ в точке $z = 0$ приводит к следующей системе алгебраических уравнений:

$$\left(1 - i\frac{k_n}{\chi_n^{(\mathrm{I})}}\right)A_n = -\left(1 + i\frac{k_n}{\chi_n^{(\mathrm{I})}}\right)B_n. \tag{24}$$

Аналогичным образом, из равенства производных $d\ln\Psi_n^{(\mathrm{IV})}(z)/dz$ и $d\ln\Psi_n^{(\mathrm{V})}(z)/dz$ в точке $z = d$ получим

$$\left(1 - i\frac{k_n}{\chi_n^{(\mathrm{V})}}\right)e^{-ik_n d}D_n = -\left(1 + i\frac{k_n}{\chi_n^{(\mathrm{V})}}\right)e^{ik_n d}C_n. \tag{25}$$

Введем обозначения

$$a_n = \chi_n^{(I)}\left(1 - i\frac{k_n}{\chi_n^{(\mathrm{I})}}\right), \qquad b_n = \chi_n^{(V)}\left(1 - i\frac{k_n}{\chi_n^{(\mathrm{I})}}\right)e^{-ik_n d}. \tag{26}$$

С учетом последних уравнений формулы (24) и (25) примут вид

$$a_n A_n = -a_n^* B_n, \tag{27a}$$

$$b_n D_n = -b_n^* C_n. \tag{27b}$$

Допустим, что n – конечное число и принимает N значений. Тогда можно считать, что уравнения (27a), (27b) представляют собой систему $2N$ линейных уравнений относительно $4N$ неизвестных величин A_n, B_n, C_n, D_n. К уравнениям (27a), (27b) можно добавить еще $2N$ линейных уравнений, связывающих коэффициенты A_n и B_n с коэффициентами C_n и D_n. Эти связи получены в работе [6] и в матричной записи имеют следующий вид:

$$\begin{pmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ \vdots \\ Y_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{11} & K_{12} & \dots & K_{1N} \\ K_{21} & K_{22} & \dots & K_{2N} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ K_{N1} & K_{N2} & \dots & K_{1N} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \\ \vdots \\ X_N \end{pmatrix}, \tag{28}$$

где

$$X_N = \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix}, \quad Y_N = \begin{pmatrix} C_n \\ D_n \end{pmatrix}, \quad K_{nm} = \begin{pmatrix} \alpha^*_{nm} & -\beta^*_{nm} \\ -\beta_{nm} & \alpha_{nm} \end{pmatrix}. \tag{29}$$

Величины α_{nm}, β_{nm}, α^*_{nm}, β^*_{nm} являются элементами матрицы переноса $\|K_{nm}\|$ и связаны с амплитудами упругого рассеяния электрона в потенциальном поле $v(x,y,z)$ (см. ниже).

Из (28), (29) легко получить алгебраическую связь между коэффициентами A_n, B_n и C_n, D_n:

$$C_n = \sum_{m=1}^{N} \left(\alpha^*_{nm} A_m - \beta^*_{nm} B_m \right), \tag{30a}$$

$$D_n = \sum_{m=1}^{N} \left(-\beta_{nm} A_m + \alpha_{nm} B_m \right). \tag{30b}$$

Система из $4N$ уравнений (27) и (30) определяет $4N$ коэффициентов A_n, B_n, C_n, D_n. Ее можно упростить, если из формул (27a) B_n выразить через A_n и подставить в (30a), (30b). Если затем полученные выражения подставить в (27b), то будем иметь систему из N линейных уравнений относительно неизвестных величин A_n:

$$\sum_{m=1}^{N} \lambda_{nm} A_m = 0, \tag{31}$$

где

$$\lambda_{nm} = 2i \operatorname{Im} z_{nm} \big/ a^*_m, \tag{32}$$

$$z_{nm} = b_n \left(a^*_m \beta_{nm} + a_m \alpha_{nm} \right). \tag{33}$$

Введем вместо A_n новые неизвестные $\tilde{A}_n$:

$$\tilde{A}_n = \left(2i / a^*_n \right) A_n \quad \left(a^*_n \neq 0 \right). \tag{34}$$

Теперь, вместо выражения (34) получим

$$\sum_{m=1}^{N} \tilde{A}_m \operatorname{Im} z_{nm} = 0, \quad n = 1,2,\dots,N. \tag{35}$$

Выражение (35) представляет собой систему линейных однородных алгебраических уравнений относительно неизвестных $\tilde{A}_n$. Для получения нетри-

виального решения необходимо потребовать, чтобы определитель, составленный из коэффициентов, неизвестных величин $\tilde{A}_n$ равнялся нулю. Указанное условие приводит к секулярному уравнению

$$\det[\operatorname{Im} z_{nm}] = 0. \tag{36}$$

Уравнение (36) – трансцендентное уравнение, определяющее значения волнового числа k_n и, по формуле

$$\chi^2 = \chi_n^2 + k_n^2, \tag{37}$$

возможные уровни энергии E.

Для дальнейших расчетов по формуле (36) важно учесть, что элементы матрицы переноса α_{nm}, β_{nm} могут быть выражены через амплитуды рассеяния электрона [3,6,7]. Соответствующая связь дается формулами

$$\alpha_{nm} = \alpha_n \delta_{m1}, \quad \beta_{nm} = \alpha_n R_m, \quad \alpha_n = \frac{1}{T_n}\left|\frac{T_n}{T}\right|^2, \tag{38}$$

где T_n, R_n – амплитуды прохождения и отражения электрона, рассеянного по волновому вектору k_n (по n-ому каналу); $|T|^2 = \sum_{n=1}^{N} |T_n|^2$. С учетом соотношений (38) из формулы (33) получим

$$z_{nm} = P_n Q_m e^{-ik_n d}, \tag{39}$$

где

$$P_n = \alpha_n \chi_n^{(\mathrm{V})}\left(1 - i\frac{k_n}{\chi_n^{(\mathrm{V})}}\right), \quad Q_m = a_m^* R_m + a_m \delta_{m1}. \tag{40}$$

Вычисление мнимой части комплексной функции z_{nm} дает

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} z_{nm} = &\left(\operatorname{Re} P_n \operatorname{Im} Q_m + \operatorname{Im} P_n \operatorname{Re} Q_m\right)\cos k_n d - \\ &-\left(\operatorname{Re} P_n \operatorname{Re} Q_m - \operatorname{Im} P_n \operatorname{Im} Q_m\right)\sin k_n d. \end{aligned} \tag{41}$$

Тогда вместо (36) можно использовать уравнение

$$\begin{aligned} \det\Big[&\left(\operatorname{Re} P_n \operatorname{Im} Q_m + \operatorname{Im} P_n \operatorname{Re} Q_m\right)\cos k_n d + \\ &+\left(\operatorname{Im} P_n \operatorname{Im} Q_m - \operatorname{Re} P_n \operatorname{Re} Q_m\right)\sin k_n d\Big] = 0. \end{aligned} \tag{42}$$

Для определения спектра энергии продольного движения необходимо определить k_1 из секулярного уравнения (42), имея в виду, что значения k_n в каналах $n > 1$ определяются из закона сохранения энергии при упругом рассеянии:

$$k_n^2 = k_1^2 - \left(\chi_n^2 - \chi_1^2\right) \qquad n = 2,3,\ldots \tag{43}$$

Ясно, что для реализации рассеяния по каналам $n > 1$ k_n должен быть действительным. В обратном случае соответствующая амплитуда рассеяния

обращается в нуль. При нахождении возможных значений k_1 в области $0 \le k_1^2 \le \chi_2^2 - \chi_1^2$ (это область с квантовым числом $n=1$) можно считать, что каналы с $n>1$ не возбуждаются. Следовательно, в определителе (42) отличается от нуля только член с $n=m=1$. В этом случае уравнение (42) примет вид

$$\tan k_1 d = \frac{\operatorname{Re} P_1 \operatorname{Im} Q_1 + \operatorname{Re} Q_1 \operatorname{Im} P_1}{\operatorname{Re} P_1 \operatorname{Re} Q_1 - \operatorname{Im} P_1 \operatorname{Im} Q_1}. \tag{44}$$

Здесь нужно отметить, что при $k_2 \to 0$ коэффициенты прохождения и отражения $|T_1|^2$ и $|R_1|^2$ обращаются в нуль и частица имеет только поперечное движение, соответствующее индексу $n=2$ [7].

Для нахождения волновых чисел продольного движения при $k^2 > \chi_2^2 - \chi_1^2$ можно весь спектр энергии продольного движения разбить на области, в которых действительным становится сначала k_2, потом – k_3 и т.д. В каждой области k_n начинается с нуля и возрастает до значения, когда действительным становится k_{n+1}. Причем поперечное движение частицы в этой области рассеяния соответствует поперечной энергии частицы с индексом *n*. Тогда, как и в случае с индексом $n=1,$ уравнение примет вид

$$\tan k_n d = \frac{\operatorname{Re} P_n \operatorname{Im} Q_n + \operatorname{Re} Q_n \operatorname{Im} P_n}{\operatorname{Re} P_n \operatorname{Re} Q_n - \operatorname{Im} P_n \operatorname{Im} Q_n}, \tag{45}$$

где при представлении величин P_n и Q_n через амплитуды рассеяния T_n и R_n предполагается, что частица рассеивается на потенциал с поперечной энергией, соответствующей индексу *n*. Еще раз отметим, что рассеяние по каналам $m>n$ не реализуется из-за невыполнения закона сохранения энергии. Решение уравнения (45) даст спектр значений $k_n(j),$ тогда энергетический спектр в диапазоне, соответствующем *n*, будет

$$E_{klj} = \varepsilon_{kl} + k_{kl}^2(j). \tag{46}$$

Из полученных здесь формул можно, в частности, вывести известное трансцендентное уравнение для асимметричной трехмерной ямы с гладким дном. В этом случае $V(x,y,z)=0$ и, следовательно, $k_1 = k_2 = \cdots = k$, $T_1 = T_2 = \ = \cdots = T = 1$, $R_1 = R_2 = \cdots = R = 0$. Для всех волновых чисел k получается единственное уравнение

$$\tan kd = \frac{\operatorname{Re} P \operatorname{Im} Q + \operatorname{Im} P \operatorname{Re} Q}{\operatorname{Re} P \operatorname{Re} Q - \operatorname{Im} P \operatorname{Im} Q}, \tag{47}$$

где с учетом формул (40) имеем

$$\operatorname{Re} P = \chi^{(V)}, \ \ \operatorname{Re} Q = \chi^{(I)}, \ \operatorname{Im} P = \operatorname{Im} Q = -k. \tag{48}$$

Подставляя (48) в (47), получим

$$\tan kd = k\left(\chi^{(\mathrm{I})} + \chi^{(\mathrm{V})}\right) \Big/ \left(k^2 - \chi^{(\mathrm{I})}\chi^{(\mathrm{V})}\right). \tag{49}$$

В случае бесконечно глубокой ямы $\chi^{(\mathrm{I})} = \chi^{(\mathrm{V})} = \infty$ получится

$$\tan kd = 0, \quad k = (\pi/d)\, j \quad (j = 1,2,3,\ldots). \tag{50}$$

Энергетической спектр частицы, находящейся в образцах длиной d и поперечным сечением в виде круга или прямоугольника, определяется формулой

$$E_{klj} = \varepsilon_{kl} + \left(\pi^2\hbar^2/2m_e d^2\right) j^2, \tag{51}$$

где ε_{kl} в случае кругового сечения радиуса a определяются из уравнения (8), а в случае прямоугольного сечения со сторонами a и b определены в работе [5].

Работы по нахождению энергетического спектра при наличии потенциала $V(x,y,z)$ в виде δ-потенциалов, описывающих точечные дефекты, будут опубликованы в ближайшем будущем.

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.Boese, M.Lischka, L.E.Reichl.** Phys. Rev. B, **62**, 16933 (2000).
2. **S.Souma, A.Suzuki.** Phys. Rev. B, **65**, 115307 (2002).
3. **Д.М.Седракян, Э.М.Казарян, Л.Р.Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 395 (2009).
4. **Д.М.Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **45,** 39 (2010).
5. **Д.М.Седракян, Э.М.Казарян, Л.Р.Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **46,** 18 (2011).
6. **Д.М.Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **45,** 183 (2010).
7. **Д.М.Седракян, Э.М.Казарян, Л.Р.Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **45,** 173 (2010).

ԱՆՀԱՐԹ ՀԱՏԱԿՈՎ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼ ՀՈՐԻՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԸ ՈՐՈՇՈՂ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄԸ

Դ.Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Դ.Հ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Լ.Ռ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Առաջարկված է եռաչափ, անհարթ հատակով քվանտային հորում ստացիոնար շարժում կատարող էլեկտրոնի կապված վիճակների սպեկտրը որոշող մեթոդ: Ցույց է տրված, որ էներգիայի սեփական արժեքների որոշման խնդիրը բերվում է հորի ներսում բազմուղի ցրման հետազոտմանը: Էներգիայի որոշման համար ստացված է հավասարում, որը կախված է էլեկտրոնի անցման և անդրադարձման գործակիցներից: Մեթոդի կիրառության նկարագրման համար դիտարկված է եռաչափ, ոչ սիմետրիկ քվանտային հոր հարթ հատակով:

EQUATION FOR SPECTRUM OF ELECTRON STATES IN A POTENTIAL WELL WITH UNEVEN BOTTOM

D.M SEDRAKIAN, D.H. BADALYAN, L.R. SEDRAKIAN

A method is proposed for determination of spectrum of bound states of electron, which makes a stationary motion in a three-dimensional quantum well with uneven bottom. It is shown that the problem of finding energy eigenvalues is reduced to investigation of multichannel scattering of the particle from the internal part of potential. Equation for the energy, depending on the transmission and reflection amplitudes, is obtained. For illustration of application of the method to concrete systems, a three-dimensional asymmetric quantum well with uneven bottom is considered.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №3, с.160-171 (2012)

УДК 535.343.4

ОПТИЧЕСКИЙ МАГНИТОМЕТР С СУБМИКРОННОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТЬЮ НА ОСНОВЕ ПАРОВ Rb

Г.Т. АХУМЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 5209
Université de Bourgogne, 21078 Dijon Cedex, France

(Поступила в редакцию 6 декабря 2011 г.)

Экспериментально показано, что использование спектров флуоресценции и пропускания наноячейки с толщиной столба паров атомов Rb $L = \lambda/2$ и $L = \lambda$, соответственно, для флуоресценции и пропускания (где $\lambda = 794$ нм – длина волны лазера, частота которого резонансна с переходом Rb D_1 линии), получаемых с помощью узкополосного диодного лазера, позволяет спектральное разделение и исследование изменения вероятностей атомных переходов между основными и возбужденными состояниями сверхтонкой структуры атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb, линии D_1 в интервале магнитных полей 10–5000 Гс. Малые размеры толщины столба паров (~390 нм и ~794 нм) позволяют применение постоянных магнитов, что существенно упрощает создание сильных магнитных полей. Отмечены преимущества данного метода по сравнению с методом «Насыщения поглощения». Полученные результаты показывают, что на основе наноячейки с субмикронной толщиной столба L может быть создан магнитометр с субмикронным локальным пространственным разрешением, что важно в случае измерения сильно неоднородных магнитных полей. Экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими результатами.

1. Введение

Посредством взаимодействия непрерывного узкополосного лазерного излучения с атомарными парами щелочных металлов реализуется большое число оптических и магнито-оптических процессов. Некоторые из этих процессов в последние годы нашли широкое применение в лазерных технологиях, метрологии высокого частотного разрешения, в создании высокочувствительных магнитометров [1], в задачах квантовой коммуникации, записи оптической информации и др. [2-4]. По этой причине интерес, проявляемый к этим исследованиям, продолжает оставаться очень высоким.

Хорошо известно, что в магнитных полях атомные переходы щелочных металлов испытывают расщепление на зеемановские компоненты, частотные сдвиги которых уже при умеренных магнитных полях демонстрируют отклонение от линейного сдвига. При этом, как правило, происходит также существенное изменение вероятности атомных переходов [5-9].

В работах [5-7] нами был предложен и реализован новый метод, названный «$L = \lambda$ зеемановский метод» (ЛЗМ), для исследования поведения атомных переходов сверхтонкой структуры атомов рубидия между зеемановскими подуровнями во внешних магнитных полях. ЛЗМ основан на применении нано-ячейки (НЯ) с толщиной столба паров атомов Rb $L = \lambda$, где λ – длина волны лазерного излучения, частота которого резонансна с атомным переходом Rb, D_1 и D_2 линий (794 нм и 780 нм, соответственно). При лазерных интенсивностях ~10 мВт/см^2 в спектре пропускания НЯ появляются спектрально-узкие (~15–20 МГц) оптические резонансы, селективные по скоростям атомов (ОРСС), которые проявляются в виде пика уменьшенного поглощения. ОРСС расположены точно на атомных переходах и во внешних магнитных полях они расщепляются на несколько новых ОРСС. Также в работах [8,9] была продемонстрирована целесообразность использования резонансной флуоресценции наноячейки с толщиной столба паров атомов Rb $L = \lambda/2$. Достигаемое высокое субдоплеровское спектральное разрешение обусловлено эффектом сильного сужения спектра флуоресценции наноячейки с толщиной столба паров атомов $L = \lambda/2$ (метод назван ФПЛ) по сравнению с обычными ячейками сантиметровой длины (для которых доплеровская ширина ~ 500 МГц): при правильном подборе параметров можно получить 7-кратное сужение спектра.

Известно, что с помощью техники “Насыщенного поглощения” (НП), с использованием ячеек сантиметровой длины, также достигается субдоплеровское спектральное разрешение. В работах [10-12] с помощью техники НП исследовались спектры D_1, D_2 линий атомов Rb. Одним из существенных недостатков применения техники НП является наличие в спектре так называемых “cross-over” резонансов, которые в магнитном поле расщепляются на большое количество компонент, делая спектр предельно сложным для обработки. Это приводит к ограничению величин допустимых магнитных полей и, как правило, величина B не должна превышать 100 Гс. Другим существенным недостатком является тот факт, что процесс НП является сильно нелинейным по сравнению с методами, основанными на использовании НЯ, и поэтому амплитуда пиков уменьшенного поглощения не соответствует вероятностям атомных переходов, на частоте которых эти пики формируются, что дополнительно осложняет обработку спектров. Амплитуды пиков для обоих методов ЛЗМ и ФПЛ и их частотное положение зависят от величины приложенного магнитного поля. Применение ЛЗМ, а также ФПЛ, позволило исследовать и идентифицировать атомные переходы между зеемановскими подуровнями в спектрах пропускания и флуоресценции атомов Rb. В частности, было показано, что атомный переход ^{87}Rb, D_1 линии $F_g = 1$, $m_F = +1 \rightarrow F_e = 2$, $m_F = +2$ (на рис.1 обозначен как 1) очень удобен для измерения как однородных, так и сильно неоднородных сильных магнитных полей с субмикронным пространственным разрешением, в интервале 10–5000 Гс**.**

Другим важным преимуществом ФПЛ и ЛЗМ является возможность использования сильных постоянных магнитов (ПМ), которые могут создавать по-

ля в несколько тысяч Гс на расстояниях в несколько сантиметров. Поле таких ПМ сильно неоднородное и градиент может достигать ~100–200 Гс/мм, что исключает возможность использования ячеек сантиметровой длины, в то время как из-за малой толщины наноячейки (~400 нм) градиент величины B на 4–5 порядков меньше самой измеряемой величины B. Эта замечательная особенность наноячейки была использована при изучении спектров паров атомов в интервале 5–5000 Гс [6-9,13].

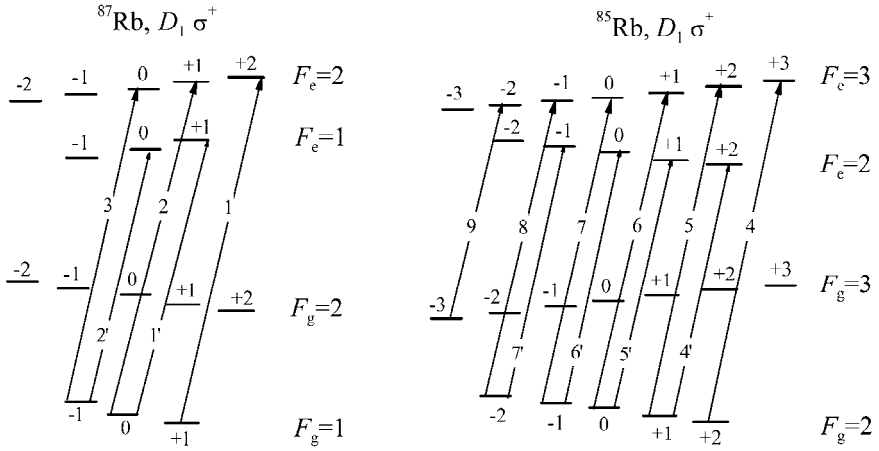

Рис.1. Система уровней D_1 линии, переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$ и $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$ ^{85}Rb, а также $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1, 2$ ^{87}Rb во внешнем магнитном поле. Линиями показаны разрешенные атомные переходы.

Основной задачей настоящей работы было изучение атомных переходов между зеемановскими подуровнями D_1 линии ^{85,87}Rb с целью измерения магнитных полей, а также проверка теоретической модели, описывающей поведение данных переходов во внешних магнитных полях.

2. Теоретическая модель

С целью корректной интерпретации спектров и объяснения экспериментальных результатов была разработана компьютерная модель, рассчитывающая модификацию интенсивностей различных атомных переходов между зеемановскими подуровнями и частотные сдвиги в зависимости от величины прикладываемого к атомарным парам магнитного поля B [4,7]. В основе модели использовалась математическая модель гамильтонова формализма с представлением гамильтониана взаимодействия системы с магнитным полем в матричной форме [14].

В рамках базиса состояний невозбужденной атомной системы $\left|(n=5), L, J, F, m_F\right\rangle \equiv \left|F, m_F\right\rangle$, матричные элементы гамильтониана взаимодействия могут быть представлены в виде

$$\left\langle F, m_F \left| \hat{H} \right| F, m_F \right\rangle = E_0(F) + \mu_B g_F m_F B_Z \tag{1}$$

для диагональных элементов, где $E_0(F)$ – энергия состояния F сверхтонкой структуры атомов Rb при отсутствии магнитного поля, μ_B – магнетон Бора, g_F – фактор Ланде уровня F, m_F – проекция магнитного момента вдоль направления магнитного поля B_Z. Недиагональные матричные элементы, описывающие перемешивание зеемановских состояний, отличны от нуля при условии выполнения правил отбора для взаимодействующих состояний $\Delta L = 0$, $\Delta J = 0$, $\Delta F = \pm 1$, $\Delta m_F = 0$ при наличии магнитного поля и даются выражением

$$\left\langle F-1, m_F \left| \hat{H} \right| F, m_F \right\rangle = \left\langle F, m_F \left| \hat{H} \right| F-1, m_F \right\rangle = -\frac{\mu_B B_Z}{2}(g_J - g_I)$$
$$\times \left(\frac{\left[(J+I+1)^2 - F^2 \right] \left[F^2 - (J-I)^2 \right]}{F} \right)^{1/2} \left(\frac{F^2 - m_F^2}{F(2F+1)(2F-1)} \right)^{1/2}. \tag{2}$$

Приведением гамильтониана взаимодействия при различных значениях магнитного поля к виду собственного гамильтониана (диагонализация гамильтониана), можно получить собственные значения, являющиеся энергиями зеемановских подуровней для данного значения магнитного поля, а также коэффициенты перемешивания $\alpha^g_{F_g' F_g}\left(B, m_{F_e}\right)$ и $\alpha^e_{F_e' F_e}\left(B, m_{F_e}\right)$ состояний базиса невозбужденной атомной системы, т.е. по сути, волновые функции возбужденной системы:

$$|\Psi\left(F_g', m_g\right) = \sum_{F_g} \alpha^g_{F_g' F_g}\left(B, m_{F_g}\right) | F_g, m_g \tag{3}$$

и

$$|\Psi\left(F_e', m_e\right) \sum_{F_e} \alpha^e_{F_e' F_e}\left(B, m_{F_e}\right) | F_e, m_e. \tag{4}$$

При расчете интенсивности переходов использовался тот факт, что вероятность перехода пропорциональна квадрату дипольного момента данного перехода:

$$W \propto \sigma^2 = \Psi\left(F_e, m_e\right) \left| r_q^1 \right| \Psi\left(F_g, m_g\right)^2. \tag{5}$$

Принимая во внимание выражения (3) и (4), для волновых функций основных и возбужденных состояний дипольные моменты могут быть представлены выражением

$$\Psi\left(F_e, m_e\right) \left| r_q^1 \right| \Psi\left(F_g, m_g\right) = \sum_{F_g' F_e'} \alpha^g_{F_g' F_g}\left(B, m_{F_g}\right) F_e', m_e | r_q^1 | F_g', m_g \alpha^e_{F_e' F_e}\left(B, m_{F_e}\right). \tag{6}$$

Применяя теорему Вигнера–Эккарта, выражение для дипольного момента может быть преобразовано в более простое с расчетной точки зрения выражение

$$\Psi\left(F_e,m_e\right)\left|r_q^1\right|\Psi\left(F_g,m_g\right)=a\left[F_e,m_e;F_g,m_g;q\right]J_e||r||J_g, \tag{7}$$

где введено двойное обозначение:

$$a\left[F_e,m_e;F_g,m_g;q\right]=\sum_{F_g^{'}F_e^{'}}\alpha^{g}_{F_g^{'}F_g}\left(B,m_{F_g}\right)a\left(F_e^{'},m_e;F_g^{'},m_g;q\right)\alpha^{e}_{F_e^{'}F_e}\left(B,m_{F_e}\right), \tag{8}$$

$$\begin{aligned}&a\left(F_e^{'},m_e;F_g^{'},m_g;q\right)=\\&=\left(-1\right)^{1+I+J_e+F_e^{'}+F_g^{'}-m_e}\sqrt{2J_e+1}\sqrt{2F_e^{'}+1}\sqrt{2F_g^{'}+1}\begin{pmatrix}F_e^{'}&1&F_g^{'}\\-m_e&q&m_g\end{pmatrix}\begin{Bmatrix}F_e^{'}&1&F_g^{'}\\J_g&I&J_e\end{Bmatrix}.\end{aligned} \tag{9}$$

Здесь круглые и фигурные скобки обозначают соответственно 3*j*- и 6*j*-символы, а $J_e||r||J_g$ – приведенный дипольный момент переходов внутри тонкой структурой атомов Rb. Так как для переходов D_1 и D_2 квантовые числа J_g и J_e не изменяются, то следовательно, приведенные дипольные моменты также остаются неизменными. Следовательно, расчет интенсивности переходов сводится к расчету коэффициента $a\left[F_e,m_e;F_g,m_g;q\right]$ при различных значениях магнитного поля.

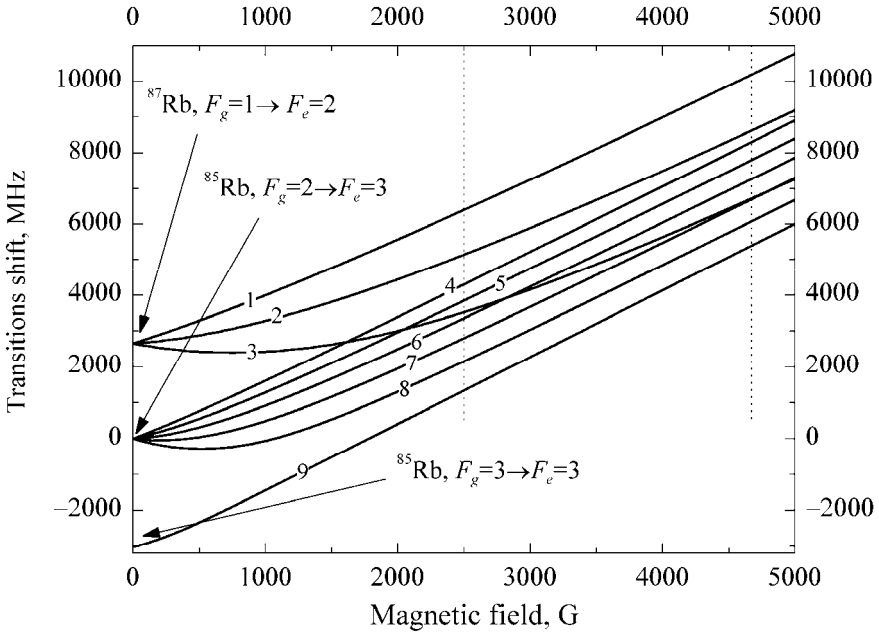

Рис.2. Теоретически рассчитанные кривые частотных сдвигов атомных переходов между сверхтонкой структурой атомов Rb во внешнем магнитном поле. Цифрами от 1 до 9 отмечены кривые в соответствии с нумерацией переходов на рис.1.

На рис.2 представлены теоретические кривые, рассчитаные по вышеизложеной модели, для девяти переходов, наблюдаемых на эксперименте при величине магнитного поля выше 2500 Гс (см. рис.1). Нумерация кривых соответствует номерам переходов, изображенных на диаграмме, представленной на рис.1. Стрелками отмечены три группы кривых, соответствующих переходам с различных основных состояний изотопов ^{85}Rb и ^{87}Rb,

D_1 линии: переходам $F_g = 1 \to F_e = 2$, ^{87}Rb соответствуют кривые под номерами 1–3; $F_g = 2 \to F_e = 3$, ^{85}Rb – кривые под номерами 4–8 и $F_g = 3 \to F_e = 3$, ^{85}Rb – кривая под номером 9. Интенсивности других переходов быстро убывают с нарастанием магнитного поля и по этой причине теоретически рассчитаные кривые, соответствущие этим переходам, не представлены на рис.2.

3. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.3: ECDL (Extended cavity diode laser) – непрерывный диодный лазер с $\lambda = 794$ нм и шириной ~1 МГц (область перестройки частоты составляет несколько десятков ГГц), FI – фарадеевский изолятор, RC – реперная ячейка, *1* – $\lambda/4$ пластина (просветленная на $\lambda = 794$ нм) для получения циркулярно-поляризованного излучения накачки σ^+ (левый круг), *2* – постоянные магниты (ПМ) в виде диска (∅ = 50 мм и толщина ~8 мм) с отверстием ∅ = 2 мм для прохождения лазерного излучения (ПМ крепились на двух немагнитных столиках с возможностью плавного изменения расстояния между ними), *3* – наноячейка с парами Rb, *4* – фотоприемники на основе фотодиодов ФД-24К, имеющих приемную апертуру ~1 см^2 (наличие большой апертуры важно для регистрации слабых сигналов флуоресценции). Сигнал с фотодиода усиливался операционным усилителем и подавался на четырехлучевой цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B – *5*. Часть излучения лазера направлялась на ячейку с рубидием, в которой с помощью НП либо ещё одной НЯ формировался спектр, который являлся частотным репером для спектров, полученных с помощью наноячейки во внешнем магнитном поле [15].

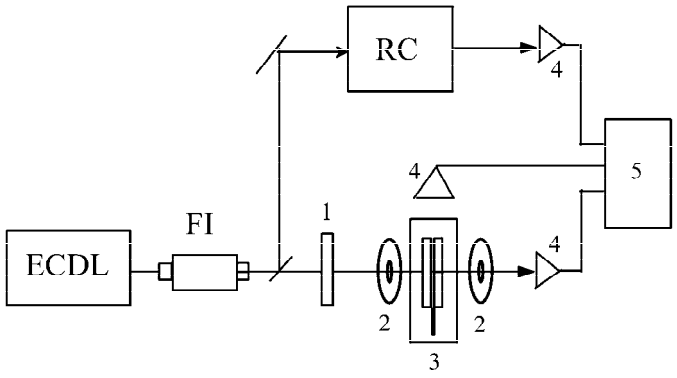

Рис.3. Схема экспериментальной установки. ECDL – непрерывный диодный лазер, λ = 794 нм, ширина линии 1 МГц; FI – фарадеевский изолятор; RC – реперная ячейка; *1* – четвертьволновая пластина; *2* – постоянные магниты; *3* – наноячейки с парами Rb, *4* – фотоприемники; *5* – осциллограф.

Магнитное поле *B* направлялось вдоль направления *z* распространения лазерного излучения ($\mathbf{B} \| \mathbf{k}$). Флуоресценция паров Rb регистрировалась в на-

правлении, перпендикулярном направлению распространения излучения лазера, а прохождение – в направлении распространения лазерного излучения. Для получения минимальной ширины спектров важно, чтобы лазерное излучение направлялось перпендикулярно к окнам НЯ. Печка с НЯ внутри помещалась между двумя ПМ (см. рис.3) и при изменении расстояния между ними плавно изменялась величина B, прикладываемая к парам Rb. Магнитное поле измерялось с помощью откалиброванного магнитометра на основе датчика Холла (ошибка измерения составляла ~2%).

4. Результаты и обсуждение

На рис.1 приведены диаграммы для ^{87,85}Rb, D_1 линии при использовании циркулярно поляризованного σ^+ лазерного возбуждения, которое индуцирует переходы между магнитными подуровнями m_F (^{87}Rb, $5S_{1/2}$, $F_g = 1 \to 5P_{1/2}$, $F_e = 1,\ 2$; ^{85}Rb, $5S_{1/2}$, $F_g = 2 \to 5P_{1/2}$, $F_e = 2,\ 3$ и ^{85}Rb, $5S_{1/2}$, $F_g = 3 \to 5P_{1/2}$, $F_e = 3$), с правилом отбора $\Delta m_F = +1$ [16]. Мощность излучения лазера 2 мВт, при диаметре пучка 2 мм. На рис.4 приведен спектр флуоресценции наноячейки с $L = \lambda/2$, при величине магнитного поля 2500 Гс (на рис.2 для удобства проведена вертикальная пунктирная линия (левая), соответствующая значению магнитного поля 2500 Гс). При полях вплоть до 400 Гс 14 компонент могут быть зарегистрированы (соответствующая нумерация переходов приведена на рис.1). Наиболее сильными являются переходы, отмеченные цифрами 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8. Более того, амплитуды этих линий продолжают возрастать при увеличении магнитного поля вплоть до 5000 Гс. Как видно, для определения величины магнитного поля удобным является переход ^{87}Rb, $F_g = 1$, $m_F = +1 \to F_e = 2$, $m_F = +2$, поскольку он имеет наибольшую амплитуду (среди переходов 1, 2, 3) и при всех величинах B не перекрывается с другими компонентами. Что касается перехода ^{87}Rb, $F_g = 1 \to F_e = 1$, который дает две компоненты между зеемановскими подуровнями, на эксперименте при $B > 700$ Гс в спектрах флуоресценции (для σ^+-излучения) они не проявляются, поскольку вероятности этих переходов с увеличением магнитного поля быстро убывают до нуля. Спектральная ширина флуоресценции составляет 110–120 Мгц, однако при более тщательном подборе параметров может быть уменьшена до ~70 Мгц. Отметим, что амплитуды линий под номерами 4,5,6,7,8 продолжают возрастать при увеличении магнитного поля вплоть до 5000 Гс, в то время как компоненты под номерами 4',5',6',7' (переходы ^{85}Rb, $5S_{1/2}$ $F_g = 2 \to 5P_{1/2}$, $F_e = 2$) на эксперименте при $B > 700$ Гс в спектрах уже отсутствуют, поскольку вероятности этих переходов (для σ^+-излучения) с увеличением магнитного поля быстро убывают до нуля. Интересно отметить, что вероятность перехода под номером 8 быстро возрастает с увеличением магнитного поля и уже при полях ~1000 Гс составляет $A(4)/A(8) \approx 1$, в то время как первоначальное отношение вероятностей $A(4)/A(8) = 15$ (при $B = 0$). Интересно также поведение компоненты под номером 9, которая при $B \approx 2500$ Гс смещается от первоначального положения на 4.3 ГГц в высокочастотную область

и легко регистрируется в спектре в области переходов ^{87}Rb $F_g = 1 \to F_e = 1,\ 2$. Данная компонента соответствует переходу ^{85}Rb $F_g = 3,\ m_F = -3 \to F_e = 3,\ m_F = -2$. Уже при значении магнитного поля ≈290 Гс амплитуда компоненты 9 возрастает более чем в 3 раза, становясь превалирующей по амплитуде среди компонент ^{85}Rb $F_g = 3 \to F_e = 2,\ 3$, и при полях ≈ 2500 Гс амплитуда данной компоненты возрастает в 6 раз, в то время как интенсивности остальных компонент практически равны нулю.

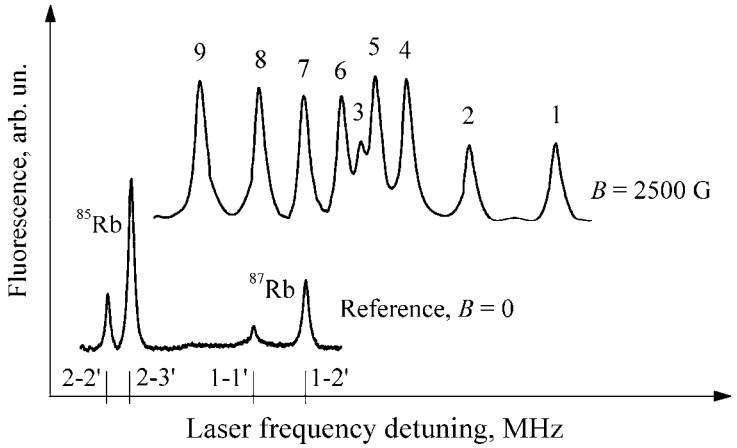

Рис.4. Спектр флуоресценции НЯ с парами Rb во внешнем магнитном поле B = 2500 Гс. Цифрами обозначены пики, соответствующие переходам на рис.1.

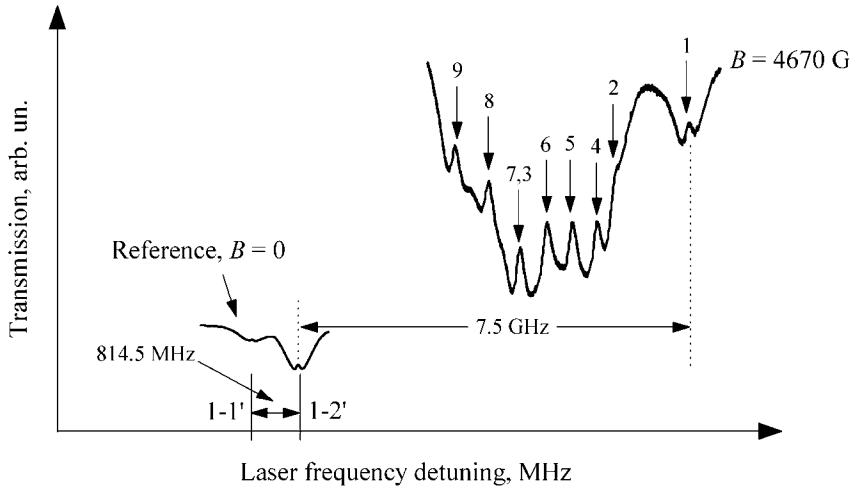

Рис.5. Спектры пропускания НЯ D_1 линии ^{85,87}Rb (L = 794 нм) во внешнем магнитном поле B = 4670 Гс. Для удобства приведена нумерация компонент, соответствующих переходам на рис.1.

На рис.5 приведен спектр пропускания для значения магнитного поля $B \approx 4670$ Гс (правая пунктирная линия на рис.2), полученый методом изучения

атомных линий ЛЗМ в сильных магнитных полях [6], основанным на формировании пиков уменьшенного поглощения в спектрах пропускания паров при толщине $L = \lambda$. Заметим, что спектр флуоресценции формируется на горизонтальной прямой, в то время как при методе ЛЗМ пики уменьшенного поглощения наложены на спектры поглощения, что усложняет обработку и приводит к дополнительным неточностям. Однако, в методе ЛЗМ пики уменьшенного поглощения имеют спектральную ширину в несколько раз меньшую, чем в методе ФПЛ. Поэтому, как показано в работе [17], если для спектров флуоресценции какие-то компоненты спектрально разрешаются частично, то при методе ЛЗМ те же компоненты спектрально полностью разрешаются. Как видно из рис.5, в спектре наблюдается 8 из 9-и компонент. Это объясняется тем, что компоненты под номерами 3 и 7 имеют близкие частоты и скрыты под общим профилем, что подтверждается также теоретическим расчетом (см. рис.2).

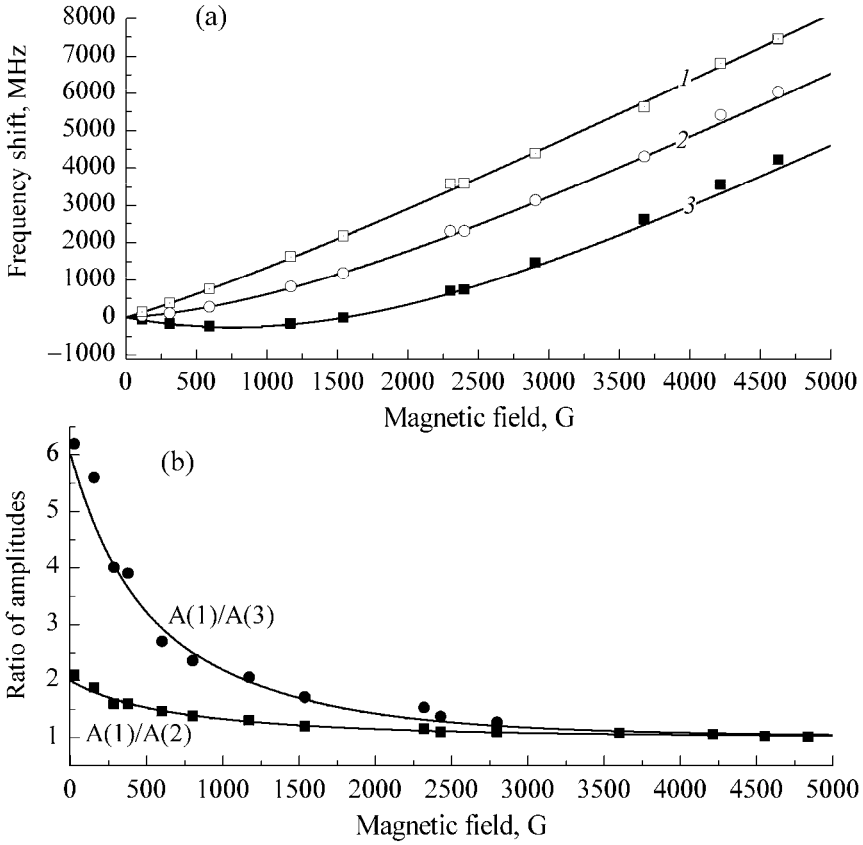

Рис.6. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов для D_1 линии ^{87}Rb: сплошные линии – теоретические кривые; черные квадратики – экспериментальные результаты: a) зависимость частотных сдвигов от величины магнитного поля для компонент под номерами 1, 2 и 3; b) отношение амплитуд компонент 1, 2 и 3, $A(1)/A(2)$ и $A(1)/A(3)$, в зависимости от величины магнитного поля B.

На рис.6 приведены результаты сравнения экспериментальных результатов с теоретическими расчетами. На рис.6а показано сравнение для частотных сдвигов компонент под номерами 1, 2 и 3. Как видно, теоретические расчеты очень хорошо согласуются с экспериментальными результатами. По нашим оценкам, отклонение теоретических значений от экспериментальных, в зависимости от значения магнитного поля, составляет величину от 2% до 5%: при значении магнитного поля в интервале 700–1500 Гс максимальная ошибка составляет 5% (эта величина зависит от многих параметров, таких как качество реперной метки, стабильность работы лазера, степень линейности сканирования лазерной частоты и др.), и при увеличении магнитного поля, вплоть до 5000 Гс она уменьшается до значения 2%.

На рис.6б приведено сравнение значений амплитуд компонент под номерами 1, 2 и 3. Так как амплитуды резонансных пиков зависят от различных экспериментальных параметров (температура паров, интенсивность лазерного излучения), то более целесообразно приводить отношение амплитуд исследуемых компонент – $A(1)/A(2)$ и $A(1)/A(3)$. Как видно из рис.6б, отношения $A(1)/A(2)$ и $A(1)/A(3)$ с увеличением магнитного поля стремятся к единице. Так как из теоретических расчетов и экспериментальных результатов следует, что амплитуда компоненты 1 с увеличением магнитного поля возрастает, естественно предположить, что амплитуды первоначально более слабых компонент 2 и 3 (при значении магнитного поля $B \approx 0$ амплитуды компонент 1, 2 и 3 соотносятся как $A(1):A(2):A(3)=6:3:1$) с увеличением магнитного поля возрастают и приближаются по величине к амплитуде компоненты 1. Таким образом, сравнение теоретических расчетов с экспериментальными результатами показывает хорошее совпадение.

5. Заключение

Показано, что использование спектров флуоресценции и пропускания наноячейки с субмикронной толщиной столба паров атомов Rb позволяет спектральное разделение и исследование изменения вероятностей атомных переходов сверхтонкой структуры атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb в интервале магнитных полей 10–5000 Гс, при σ^+ лазерном возбуждении; в частности, для перехода под номером 8 происходит увеличение вероятности в ~15 раз. Отмечены преимущества ФЛП и ЛЗМ по сравнению НП (ожидается, что ФЛП и ЛЗМ могут работать вплоть до 1 Тл). Малые размеры толщины столба (<1 мкм) позволяют применение сильных постоянных магнитов, что существенно упрощает создание сильных магнитных полей. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими.

Полученные результаты показывают, что на основе наноячейки с использованием компонент под номерами 1 и 2 может быть создан магнитометр с субмикронным локальным пространственным разрешением, что важно для картографирования сильно градиентных магнитных полей. Также может быть реализован частотный репер (наличие нескольких спектральных компонент с фик-

сированым частотным расстоянием между ними, относительно которых измеряются частотные расстояния в исследуемых спектрах), смещенный на несколько ГГц в высокочастотную область относительно перехода ^{87}Rb, $F_g = 1 \to F_e = 1,\ 2$ (D_1 линия). Оба технических приложения достаточно просты в реализации и при наличии наноячейки могут быть реализованы в лабораторных условиях. Отметим, что методы ФЛП и ЛЗМ могут быть также успешно использованы для изучения D_1 линий Cs, K, Na (в последнем случае может достигаться лучшее локальное пространственное разрешение ~290 нм).

Автор выражает благодарность А.С. Саркисяну за изготовление наноячеек, Д.Г. Саркисяну за научное руководство работой, А.Д. Саргсяну и А.В. Папояну за полезные обсуждения, а также А.Д. Саргсяну и Р.К. Мирзояну за техническое содействие. Автор благодарен также К. Леруа и Е. Пашаян-Леруа за помощь в создании теоретической модели. Исследования проведены в рамках международной совместной лаборатории IRMAS (CNRS-France & SCS-Armenia).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Е.Б.Александров**. УФН, **180**, 509 (2010).
2. **D.Budker**, **D.F.Kimball**, **D.P.DeMille**. Atomic Physics: An Exploration through Problems and Solutions. Oxford Univ. Press, 2004.
3. **D.Meschede**, Optics, Light and Lasers: The Practical Approach to Modern Aspects of Photonics and Laser Physics, Second Edition, WILEY-VCH Verlag, Weinheim, 2007.
4. **M.Auzinsh**, **D.Budker**, **S.M.Rochester**. Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions, Oxford Univ. Press, 2011.
5. **Т.С.Варжапетян**, **Г.Т.Ахумян**, **В.В.Бабушкин**, **Д.Г.Саркисян**, **А.Атварс**, **М.Аузиньш**. Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 338 (2007).
6. **A.Sargsyan**, **G.Hakhumyan**, **A.Papoyan**, **D.Sarkisyan**, **A.Atvars**, **M. Auzinsh**. Appl. Phys. Lett., **93**, 021119 (2008).
7. **G.Hakhumyan**, **C.Leroy**, **Y.Pashayan-Leroy**, **D.Sarkisyan**, **M.Auzinsh**. Opt. Comm., **284**, 4007 (2011).
8. **D.Sarkisyan, A.Papoyan, T.Varzhapetyan, K.Blush, M.Auzinsh,** JOSA B, **22**, 88 (2005).
9. **Г.Ахумян**, **Д.Саркисян**, **А.Саргсян**, **А.Атварс**, **М.Аузиньш**. Опт. и спектр., **108**, 727 (2010).
10. **M.U.Momeen**, **G.Rangarajan**, **P.C.Deshmukh**. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **40**, 3163 (2007).
11. **G.Školnik**, **N.Vujičić**, **T.Ban**. Opt. Commun., **282**, 1326 (2009).
12. **J.A.Zielinska**, **F.A.Beduini**, **N.Godbout**, **M.W.Mitchell**. Ultra-Narrow Faraday Rotation Filter at the Rb D_1 Line. arXiv:1110.2362v1 [physics.optics] 11 Oct 2011.
13. **А.Д.Саргсян, Г.Т.Ахумян, Д.Г.Саркисян**. Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 98 (2012).
14. **P.Tremblay, A.Nichaud, M.Levesque, S.Treriault, M.Breton, J.Beaubien, N.Cyr.** Phys. Rev. A, **42**, 2766 (1990).
15. **A.Sargsyan**, **A.V.Papoyan**, **D.Sarkisyan**, **A.Weis**. Europ. Phys. J. Appl. Physics, **48**, 20701 (2009).
16. **В.Демтредер**. Лазерная спектроскопия. М., Наука, 1985.
17. **G.Hakhumyan**. Proc. of conference “Laser Physics–2009”, Ashtarak, Armenia, 2010, pp.33-36.

ԵՆԹԱՄԻԿՐՈՆԱՅԻՆ ԼՈՒԾՈՂԱԿԱՆՈՒԹՅԱՄԲ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՄԱԳՆԻՍԱՉԱՓ Rb-Ի ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Հ.Թ. ՀԱԽՈՒՄՅԱՆ

Փորձնականորեն ցույց է տրված, որ Rb-ի ատոմական գոլորշիների սյան $L = \lambda/2$ և $L = \lambda$ (որտեղ $\lambda = 794$ նմ Rb-ի D_1 գծի անցումներին ռեզոնանսային լազերային ճառագայթման ալիքի երկարությունն է) հաստությամբ նանոբջջի համապատասխանորեն ֆլուորեսցենցիայի ու բացթողման սպեկտրերի և նեղ գծով դիոդային լազերների օգտագործումը թույլ է տալիս սպեկտրալորեն տարանջատել և ուսումնասիրել ^{87}Rb ու ^{85}Rb, D_1 գծի գերնուրբ կառուցվածքի հիմնական և գրգռված վիճակների միջև ատոմական անցումների հավանականությունների փոփոխությունը 10–5000 Գաուս մագնիսական դաշտերի միջակայքում: Սյան հաստության փոքր չափսերը (~390 նմ և ~794 նմ) թույլ են տալիս հաստատուն մագնիսների օգտագործումը, ինչը զգալիորեն հեշտացնում է ուժեղ մագնիսական դաշտերի ստեղծումը: Նշված են ենթամիկրոնային բջիջների հիման վրա մեթոդների առավելությունները «Կլանման հագեցման» մեթոդի համեմատ: Ստացված արդյունքները ցույց են տալիս, որ ենթամիկրոնային սյան հաստությամբ նանոբջջի հիման վրա հնարավոր է ենթամիկրոնային տարածական լուծողականությամբ մագնիսաչափի ստեղծումը, ինչը կարևոր է խիստ անհամասեռ մագնիսական դաշտերի չափման համար: Փորձնական արդյունքները և տեսական հաշվարկները գտնվում են համաձայնության մեջ:

OPTICAL MAGNETOMETER WITH SUBMICRON SPATIAL RESOLUTION BASED ON Rb VAPORS

G.T. HAKHUMYAN

It is experimentally demonstrated that with use of fluorescence and transmission spectra of a nano-cell with the thickness of Rb atomic vapor column equal to $L = \lambda/2$ and $L = \lambda$ (where $\lambda = 794$ nm is the wavelength of the radiation resonant to Rb D_1 line), correspondingly, for fluorescence and transmission, obtained with the narrow-band cw diode laser allows one to resolve spectrally and study the intensity modification of separated atomic transitions from the ground to excited states of ^{85}Rb and ^{87}Rb D_1 line hyperfine structure in the range of magnetic fields 10–5000 G. A small thickness of the column (~390 nm and ~794 nm) allows using permanent magnets and this simplifies the creation of strong magnetic fields significantly. The advantages of the methods based on submicron cells usage in comparison with “Saturated absorption” method are discussed. The observed results demonstrate a possibility to build a magnetometer with submicron spatial resolution based on nano-cell usage, which is important for magnetic field mapping. A good agreement between experimental results and theoretical predictions is obtained.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №3, с.172-176 (2012)

УДК 535.8

ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ–ПЕРО В ИССЛЕДОВАНИИ МЕМБРАН НА ОСНОВЕ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

В.Б. ПАХАЛОВ

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 7 декабря 2011 г.)

Излагаются метод и результаты исследования отраженного лазерного луча от жидкокристаллической мембраны, установленной внутри низкодобротного интерферометра Фабри–Перо, при воздействии внешнего электрического поля. Оценки показывают, что по интерференционным кольцам можно определить изменение разности хода лучей в интерферометре Фабри-Перо с точностью до 0.02–0.03 нм.

Существуют различные методы исследования прозрачных или полупрозрачных физических объектов, в частности, биомембран, при внешнем воздействии [1]. Ранее был предложен метод по наблюдению многолучевой интерференционной картины в отраженном свете Фабри–Перо интерферометра (ФПИ) для измерения формы зеркал лазерных резонаторов [2,3]. В настоящей работе предлагается метод для исследования интерференционной картины луча, отраженного от мембраны на основе лиотропного жидкого кристалла (ЖК), помещенной внутрь ФПИ. Нами использовался раствор ЖК пентадецилсульфоната натрия в воде, нанесенный на отверстие диаметром 0.6 мм в тефлоновой подложке, помещенной между зеркалами интерферометра (рис.1).

На рис.1 представлена схема эксперимента. Излучение лазера (1) с длиной волны $\lambda = 0.53$ мкм, со спектральной шириной 0.1 нм, мощностью 4 мВт фокусировалось линзой (3) с фокусным расстоянием 80 мм на отверстие в тефлоне с ЖК (6), находящееся между зеркалами (4) и (5), формирующими сам ФПИ. В качестве интерферометра может использоваться обычная стеклянная кювета длиной 3 см, с идеально параллельными сторонами, перпендикулярными лучу лазера, без какого-либо покрытия: низкодобротный ФПИ. Кювета с электродами заполнена дистиллированной водой или электролитом, который специально не готовился: он образовывался при растворении малого количества ЖК при приготовлении мембраны. В некоторых экспериментах тефлон с мембраной были съемными, что позволяло измерять характеристики отдельных отсеков кюветы. Были измерены вольтамперные характеристики для каждой секции кюветы – все они линейные и зависят от количества, растворенного в воде ЖК и собственного сопротивления мембраны.

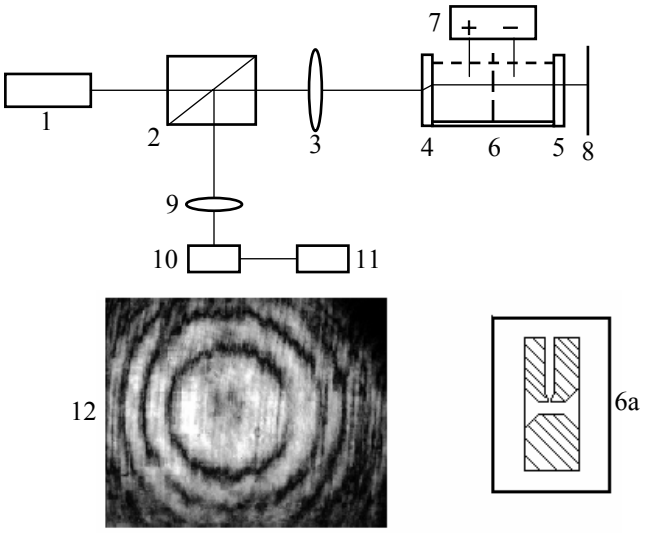

Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки и картина с интерференционными кольцами на экране компьютера. Отдельно приведен рисунок тефлоновой подложки с вертикальным входным отверстием. 1 – лазер, λ = 0.53 мкм, 3,9 – линзы, 4,5 – кювета ФПИ, 6 и 6а – тефлоновая перемычка, 7 – блок питания, 8 – юстировочное зеркало, 10 – видеокамера или фототранзистор, 11 – дисплей, 12 – интерференционные кольца.

Для измерений параметров мембраны использовался луч, отраженный с помощью призмы (2) и короткофокусной линзы (9) с фокусным расстоянием 5 мм. Регистрация производилась с помощью видеокамеры или фотодиода (10), с выходом на дисплей (11), в зависимости от характера поставленной задачи. На экране или дисплее после линзы наблюдалась интерференционная кольцевая картина (12). Сложность эксперимента заключалась в получении интерференционной картины в отраженном пучке. Для точного наведения пучка временно использовалось плоское зеркало (8), приставленное вплотную к выходному окну кюветы. При подаче от источника питания (7) напряжения на электроды менялся радиус колец. В случаях, когда мембрана находилась в области перетяжки линзы (3) или вне ее, наблюдались противоположные картины – кольца расходились или сходились. Это объясняется расходимостью или сходимостью пучка. Незначительное изменение гидростатического давления из-за изменения уровня воды также приводило к изменению числа колец.

Для изучения динамики, пользуясь программой LabView, на кювету подавалось медленно возрастающее пилообразное напряжение с периодом 25 с, максимальные ток и напряжение – 0.2 мА и 50 В. Отраженный сигнал регистрировался фототранзистором с выводом на виртуальный осциллограф на основе LabView. На рис.2 приведен результат этих измерений и представлена зависимость числа колец, проходящих через центр картины, от приложенного напряжения (или тока). В эксперименте наблюдались осцилляции со средним периодом 1 с, частотой 1 Гц [4].

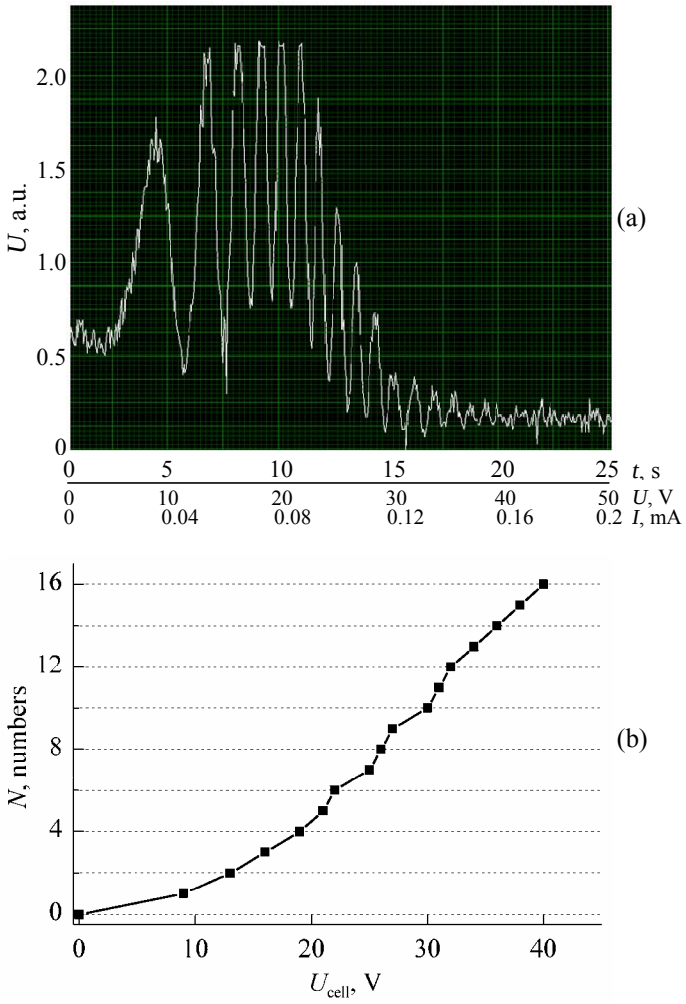

Рис.2. Изменение числа колец при приложении к кювете пилообразного напряжения с амплитудой 50 В, током 0.2 мА и периодом 25 с; на вертикальных осях – показания фототранзистора в относительных единицах (a) и порядковый номер кольца (b).

При изменении тока накачки лазера, ввиду незначительного изменения длины волны излучения, также наблюдалось изменение числа интерференционных колец, как в обычном ФПИ. В области токов выше порога генерации лазера от 180 до 250 мА при переходе с одной продольной моды на другую происходили изменения длины волны на 0.1 нм, что было измерено в независимом эксперименте [5]. По этим результатам проведена оценка изменения разности хода при изменении тока, проходящего через мембрану. Из этого соответствия следует, что изменению на одно кольцо соответствует изменение оптической разности хода на 0.1 нм, а разности фаз – на 2π (фазовый набег). Точность измерения достигает 0.2 расстояния между кольцами, т.е. можно измерить изменение

разности хода до 0.02–0.03 нм. Например, при максимальной постоянной толщине мембраны в 1 мкм этому соответствует изменение показателя преломления на 10^{-4} (с учетом двойного прохождения через мембрану). При меньшей толщине эта величина доходит до 10^{-3}. Из рис.2 следует, что при напряжении 40 В число колец доходит до 16-и, т.е. фазовый набег достигает 32π, а разность хода – 1.6–3.0 нм и изменение показателя преломления при условии постоянства толщины равно 2×10^{-3}. В реальном эксперименте меняется и толщина мембраны. Изменение показателя возможно при изгибной деформации с изменением толщины и при изменении ориентации молекул ЖК [6].

В этих экспериментах нами также впервые использовалось вертикальное боковое отверстие диаметром 0.6 мм в перемычке, доходящее до основного отверстия (6а на рис.1). Это позволяло вводить через него ЖК, световод или дополнительный электрод в мембрану.

Важно отметить, что эксперимент показал, что мы имеем дело с двухслойной наноразмерной по толщине мембраной, т.к. в прошедшем излучении под микроскопом в центре видно полное просветление, а по краям широкое темное кольцо, и при увеличении напряжения темное кольцо уменьшается, а светлое увеличивается, что говорит об уменьшении толщины. Всему этому соответствует черная мембрана в отраженном свете.

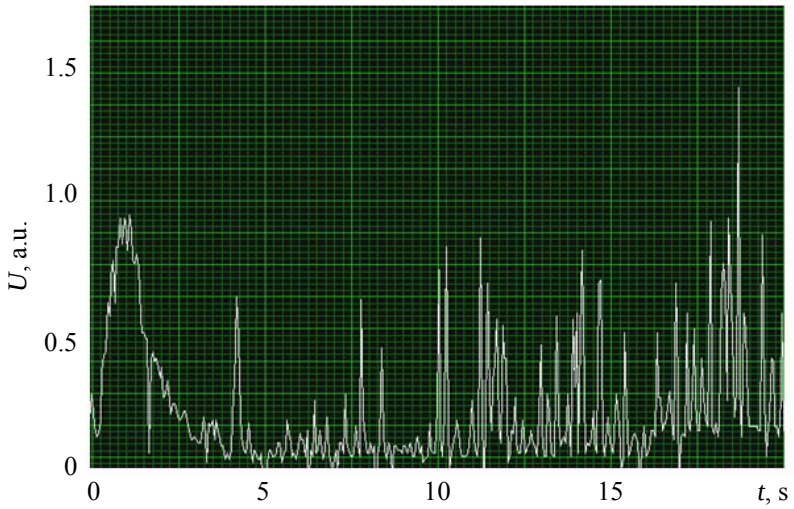

Рис.3. Наблюдаемый хаотический “стресс” мембраны.

При дальнейшем увеличении тока, начиная с 2 мА, наблюдается эффект хаотической дестабилизации мембраны (“стресс”), до пробоя мембраны, которая при понижении тока с некоторой задержкой восстанавливается снова (рис.3). Эти измерения были проведены с помощью фототранзистора, установленного в центре кольцевой картины, с подачей пилообразного напряжения, но в режиме хаотических колебаний. В этом режиме происходят сильные случайные колебания во всех направлениях. По рисунку можно оценить средний пе-

риод флуктуаций, который по предварительным измерениям доходит до 0.25 с., а частота достигает 4 Гц. В работе [7] теоретически рассмотрено подобное явление. В дальнейших работах этот эффект будет рассмотрен более подробно.

Работа частично финансировалась за счет гранта “11-1c252” Министерства образования и науки и Государственного комитета по науке Республики Армения.

Автор благодарит В.Б. Аракеляна и А.К. Геворгяна за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Биологические мембраны. Методы. Под ред**. Дж.Финдлея, У.Эванса**. М., Мир, 1990.
2. **И.С.Терентьев, Ю.В.Троицкий.** Оптика и спектроскопия, **97**, 328 (2004) .
3. **М.Ф.Носков.** Патент России, RU No. 2302612C1 (2005).
4. **В.Б.Пахалов.** Патент Армении, AM No.2569 A(2011).
5. **В.Б.Пахалов.** Письма в ЖТФ, **36**, 14 (2010).
6. **П.Де Жен.** Физика жидких кристаллов. М., Мир, 1977.
7. **P.Sens, H.Isambert.** Phys. Rev. Lett., **88**, 128102-1 (2002).

ՖԱԲՐԻ–ՊԵՐՈ ԻՆՏԵՐՖԵՐԱՉԱՓԸ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՄԱՆ ՄԵՋ

Վ.Բ. ՊԱԽԱԼՈՎ

Ներկայացված է ցածր բարորակությամբ Ֆաբրի–Պերոյի ինտերֆերաչափի ներսում տեղադրված հեղուկ բյուրեղային թաղանթից անդրադարձած լազերային ճառագայթի ուսումնասիրման մեթոդ և այդ թաղանթին կիրառված արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցության փորձարարական հետազոտումը: Գնահատականները ցույց են տալիս, որ ինտերֆերենցիոն օղակների միջոցով կարելի է որոշել ընթացքի տարբերության փոփոխությունը 0.02–0.03 նմ-ի ճշտությամբ:

FABRI–PEROT INTERFEROMETER IN INVESTIGATION OF LIQUID CRYSTAL MEMBRANES

V.B. PAKHALOV

We present results of study of a laser beam reflected from a liquid crystal membrane embedded into the low-finess Fabri–Perot interferometer and influenced by an external electric field. It is shown that using interference rings one can determine the alteration of path difference in the interferometer with an accuracy of 0.02–0.03 nm.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №3, с.177-192 (2012)

УДК 535.015

МНОГОЧАСТИЧНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ И СУПЕРКОНТИНУУМА В СПЛОШНОЙ СРЕДЕ

В.М. МЫХИТАРЯН[1], А.А. АВЕТИСЯН[1], Ар.А. КИРАКОСЯН[2]

[1]Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

[2]Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 20 декабря 2011 г.)

Теоретически и экспериментально исследован новый механизм нелинейного распространения оптического излучения в сплошной среде, обусловленный взаимодействием излучения со многими частицами среды – многочастичным взаимодействием. На примере кристалла кальцита, который обладает центром симметрии и не проявляет квадратичной нелинейности, экспериментально продемонстрирована многочастичная генерация второй гармоники и суперконтинуума лазерного излучения на длине волны 1.06 мкм.

1. Введение

Уже 50 лет, как в оптике исследуется явление генерации гармоник и широкополосного непрерывного спектра лазерного излучения в нелинейных средах, имеющее большое научное и прикладное значение [1-6]. Эти исследования открыли новые физические свойства как взаимодействия лазерного излучения со средой, так и самых оптических материалов.

Впервые, без условия фазового синхронизма, генерация второй гармоники (ГВГ) излучения рубинового лазера в тонких пластинках кварца была получена Франкеном [7] в 1961 г. А генерация широкополосного непрерывного спектра в пористом боросиликате в диапазоне длин волн 0.4–0.7 мкм была получена Альфано и Шапиро [8,9] в 1970 г.

В рамках современных представлений [1-6] эти явления обусловлены многофотонным взаимодействием лазерного излучения со средой, когда одна частица, являющаяся нелинейным осциллятором (диполь, атом), поглощает и излучает больше одного фотона. Если лазерное излучение имеет узкополосный спектр (монохроматический), то наблюдается генерация второй и высших гармоник. При широкополосном спектре излучения лазера, вследствие возникновения фазовой самомодуляции из-за хроматической дисперсии среды, генерируется более широкополосный или сверхширокополосный непрерывный спектр излучения – континуум либо суперконтинуум (спектр шире двух октав). Считается, что генерация суперконтинуума (ГСК) обусловлена различными нелинейными процессами в среде, такими как вынужденное комбинационное рассеяние,

самомодуляция и перекрестная модуляция фазы, четырехволновое смешение, образование солитонов высших порядков и параметрическое смешение фаз мод при синхронизме в многомодовом оптическом волокне. Все эти проявления оптической нелинейности материалов, приводящие к ГВГ и ГСК, существенно зависят как от длины волны, ширины полосы и мощности лазерного излучения, так и от хроматической дисперсии среды.

Генерация гармоник и континуума возникает также при рассеянии лазерного излучения в суспензиях и микро- и нано-структурированных средах [3]. Теория оптической нелинейности при рассеянии лазерного излучения в неоднородных средах впервые была предложена Адлером [10] в 1964 г. В этой и последующих работах [11-14] теоретические модели были основаны на нелинейной зависимости поляризации частицы от приложенного электрического поля и учитывали возникновение квадрупольного и высших моментов у рассеивающей частицы. При этом во всех моделях предполагалось, что сама среда никак не проявляет оптической нелинейности, а возникновение оптической нелинейности, опять же, обусловлено многофотонным взаимодействием с рассеивающей частицей. Но экспериментальные исследования и сравнение с теоретическими результатами выявили существенную разницу в результатах этих модельных теорий и экспериментов [15-17].

В 2000 г. Биркс и др. [18] продемонстрировали ГСК при очень низких мощностях излучения титан-сапфирового лазера в обычном оптоволокне для связи, которое нагревом было растянуто до диаметра 2 мкм. Результаты исследований такого волокна показали, что высокая мощность или структурирование не являются причиной проявления столь высокой нелинейности в плавленом кварце. Эти свойства особенно явно проявились с началом широкого применения лазерного излучения цилиндрической симметрии с радиальной и азимутальной поляризацией пучка для изучения нелинейных свойств оптических материалов [19]. Исследования при воздействии неоднородно поляризованного лазерного излучения выявили явное отличие характерных нелинейных оптических свойств материалов, не проявляющихся при воздействии обычного, однородно поляризованного лазерного излучения.

Несмотря на явную зависимость проявленных нелинейных оптических свойств микро- и нано-структурированных материалов от неоднородности поляризации лазерного излучения и/или самой среды, современное описание не учитывает данного фактора. В случае неоднородной поляризации лазерного излучения и/или среды нелинейные процессы описываются многофотонным взаимодействием (приближение нелинейного осциллятора). А неоднородность поляризации среды рассматривается только как причина формирования пространственных мод излучения, но не как причина возникновения самой оптической нелинейности в сплошной среде.

В данной работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований нового механизма нелинейного распространения лазер-

ного излучения в сплошной среде, обусловленного взаимодействием одного фотона со многими частицами среды – многочастичным взаимодействием.

В отличие от многофотонных процессов, когда поглощение и излучение многих фотонов происходит одной частицей (рис.1a) из-за нелинейного смещения заряда одной частицы, при многочастичном взаимодействии оптическая нелинейность обусловлена излучением и поглощением одного фотона многими частицами сплошной среды (рис.1b).

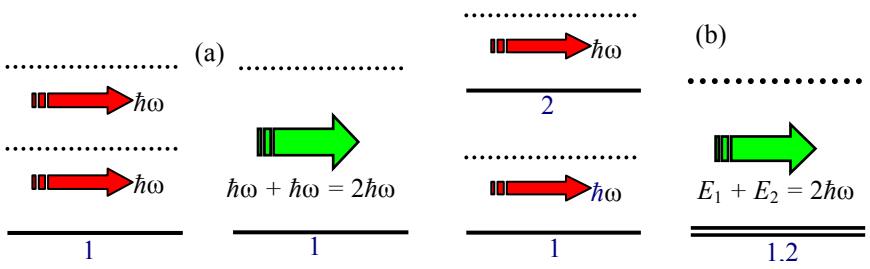

Рис.1. Многофотонное (a) и многочастичное (b) взаимодействия в сплошной среде.

В данном случае сама среда линейна и представляется как набор гармонических осцилляторов (диполь, атом), но создаются условия для совместного поглощения и излучения одного фотона многими частицами. В частности, если два ближних диполя (рис.2a) сплошной среды поглотили по фотону с энергией $E_1 = E_2 = \hbar\omega$ с разными поляризациями и в результате образовали квадруполь (рис.2b,c,d), то они имеют возможность совместно (уже как квадруполь) излучать один фотон с энергией $E_1 + E_2 = 2\hbar\omega$ (рис.1b). То есть, если среда неоднородно поляризована, то возможно коллективное поглощение и излучение одного фотона образующими мультипольные моменты частицами сплошной среды.

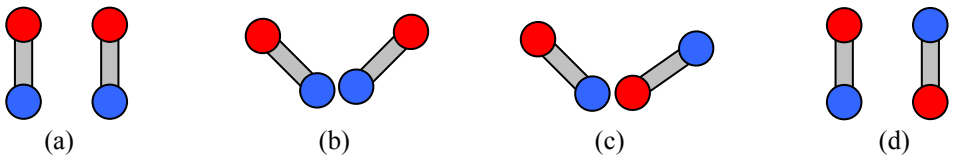

Рис.2. Поляризация диполей при неоднородной поляризации сплошной среды.

Говоря же о симметрии среды, находящейся во взаимодействии с полем лазерного излучения, следует учитывать, что при взаимодействии играет роль не симметрия самой (неполяризованной) среды, а симметрия системы "поле + среда". Например, когда однородная и изотропная среда взаимодействует с радиально поляризованным лазерным пучком (рис.3a), то неоднородно поляризованную этим пучком среду (рис.3b,c) уже нельзя рассматривать как однородную и изотропную.

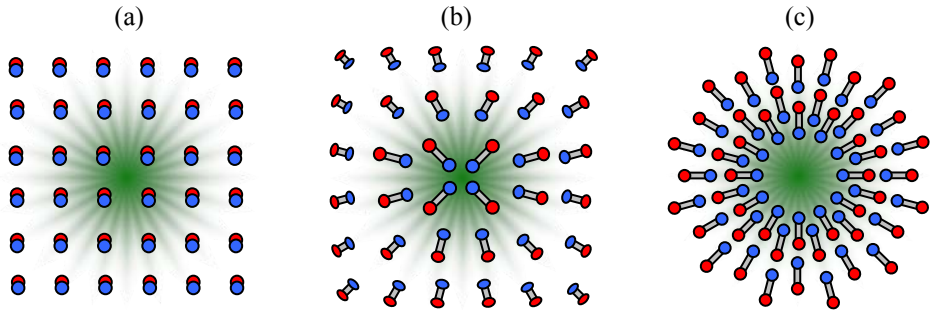

Рис.3. Поляризация однородной и изотропной среды радиально поляризованным лазерным пучком

Точно так же, наличие центральной симметрии среды никак не определяет симметрию взаимодействия неоднородно поляризованного лазерного излучения – она уже определяется симметрией поляризации лазерного пучка. Соответственно, при неоднородной поляризации лазерного излучения в среде возникают квадрупольные и высшие мультипольные моменты, которые и обусловливают генерацию второй и высших гармоник, широкополосного и сверхширокополосного непрерывного спектра излучения.

Очевидно, что характер описанных оптических нелинейностей таков, что они не могут быть представлены известными моделями нелинейного осциллятора или другими, сводящимися к описанию оптических нелинейностей многофотонными процессами. В настоящей работе приведены соответствующее многочастичным взаимодействиям описание оптических нелинейностей и экспериментальная демонстрация ГВГ и ГСК в центросимметричной среде (в кристалле кальцита).

2. Точные выражения для плотностей заряда и тока в сплошной среде

В классической электродинамике сплошных сред электромагнитные свойства диэлектриков, после соответствующих усреднений полей и плотностей заряда и тока, описываются с помощью векторов электрической **P** и магнитной **M** поляризаций среды. Эти векторы являются, соответственно, электрическим и магнитным дипольным моментом единицы объема среды [20]. Такое описание является следствием предположения, что в диэлектриках при любом воздействии электромагнитных полей и поляризации среды отсутствуют объемные заряды. Это предположение оправдано при однородных смещениях зарядов среды, когда заряды возникают только на поверхности диэлектриков, а их средняя плотность внутри остается компенсированной – нулевой (рис.4a).

При неоднородной поляризации, в частности, при цилиндрической или сферической симметрии смещений зарядов среды (например, в поле точечного заряда) (рис.4b), пространственная плотность зарядов никак не может быть постоянной и меняется при сжатии цилиндра или сферы радиуса R пропорционально $\sim 1/R$ или $\sim 1/R^2$, соответственно.

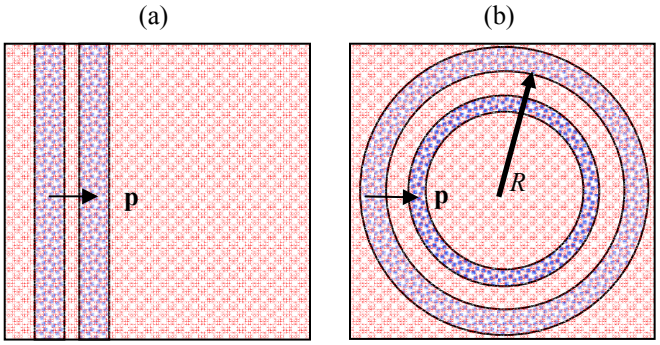

Рис.4. Изменение плотности заряда при однородной (a) и неоднородной (цилиндрической) (b) поляризации среды.

Верно, что при образовании дипольного момента в среде не возникают объемные заряды, но при неоднородной поляризации среды, когда образуются квадрупольные и высшие мультипольные моменты, возникает и объемный заряд.

Во многих задачах дипольное приближение может быть вполне достаточным и можно пренебречь эффектами, вызванными неоднородностью поляризации среды. Однако, когда эти неоднородности имеют порядок длины волны лазерного излучения или рассматривается поведение микро- и наноструктур в среде, возникшие в среде высшие мультипольные моменты могут играть существенную роль при взаимодействии с лазерным излучением. Это становится особенно существенным в случае лазерных пучков с цилиндрической (конической) симметрией при фокусировке в среде и распространении в оптическом волокне [19].

Для вывода точных выражений для плотностей заряда ρ и тока $\mathbf{J}$ в сплошной среде воспользуемся уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{J} = 0, \tag{1}$$

предполагая, что независимо от процедур усреднения, уравнение непрерывности для этих усредненных величин всегда имеет место.

Такое уравнение связи позволяет вместо четырех переменных ρ и $\mathbf{J}$ описать среду тремя переменными. Для этого введем, пока что формально, векторную переменную $\mathbf{\Pi}$ – вектор поляризации среды, с помощью которого плотность заряда представляется как $\rho = \operatorname{div} \mathbf{\Pi}$. Из (1) получим $\mathbf{J} = \partial \mathbf{\Pi} / \partial t$.

Переменная $\mathbf{\Pi}$ определена с точностью до произвольной $c \operatorname{rot} \mathbf{M}_0$, где c – скорость света, а $\mathbf{M}_0$ – произвольная векторная функция, описывающая собственный магнитный момент среды (например, в магнетиках). Далее рассматриваются не намагниченные среды, когда $\mathbf{M}_0 = 0$.

Если плотности заряда и тока среды представлены вектором поляризации $\mathbf{\Pi}$, то волновое уравнение для электрического поля $\mathbf{E}$ примет вид

$$\left(\Delta-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\mathbf{E}=4\pi\left(-\operatorname{grad}\operatorname{div}+\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\mathbf{\Pi}\,. \tag{2}$$

Таким образом, среду можно полноценно описать с помощью вектора поляризации среды **П**, а плотности заряда ρ и тока **J** выразить через вектор **П** формулами $\rho=\operatorname{div}\mathbf{\Pi}$ и $\mathbf{J}=\partial\mathbf{\Pi}/\partial t$.

Теперь предстоит явным образом выразить вектор поляризации среды **П** через смещения и скорости заряженных частиц среды. Это необходимо для решения самосогласованной задачи электродинамики, так как из уравнений движения находятся именно смещения и скорости заряженных частиц.

В рамках подхода Эйлера представим заданную плотность заряженных частиц как результат перемещения и перераспределения начального равномерного (или другого желаемого) распределения частиц (рис.5). То есть принимается, что распределение заряда с плотностью $\rho(\mathbf{r})$ в точке **r** получилось в результате смещения заряда с начальной плотностью $\rho'(\mathbf{r}')=\rho_0(\mathbf{r}')$ из точки **r'** на $\mathbf{u}(\mathbf{r})=\mathbf{r}-\mathbf{r}'$.

Тогда для заданного поля смещений $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ преобразования Эйлера имеют вид

$$\mathbf{r}'=\mathbf{r}-\mathbf{u}(\mathbf{r}),\quad x_i'=x_i-u_i(\mathbf{r}). \tag{3}$$

Индекс *i* здесь и далее принимает значения 1, 2, 3, а по повторяющимся индексам подразумевается суммирование.

Так как количество заряда сохраняется, то можно записать

$$\begin{aligned}&\rho(\mathbf{r})dV=\rho'(\mathbf{r}')dV'=\rho_0(\mathbf{r}-\mathbf{u})\frac{D(\mathbf{r}-\mathbf{u})}{D(\mathbf{r})}dV=\\&=\rho_0(\mathbf{r}-\mathbf{u})\begin{vmatrix}\frac{\partial x'}{\partial x}&\frac{\partial x_x'}{\partial y}&\frac{\partial x'}{\partial z}\\\frac{\partial y'}{\partial x}&\frac{\partial y'}{\partial y}&\frac{\partial y'}{\partial z}\\\frac{\partial z'}{\partial x}&\frac{\partial z'}{\partial y}&\frac{\partial z'}{\partial z}\end{vmatrix}dv=\rho_0(\mathbf{r}-\mathbf{u})\begin{vmatrix}1-\frac{\partial u_x}{\partial x}&\frac{\partial u_x}{\partial y}&\frac{\partial u_x}{\partial z}\\\frac{\partial u_y}{\partial x}&\frac{\partial u_y}{\partial y}&\frac{\partial u_y}{\partial z}\\\frac{\partial u_z}{\partial x}&\frac{\partial u_z}{\partial y}&\frac{\partial u_z}{\partial z}\end{vmatrix}dV.\end{aligned} \tag{4}$$

Якобиан преобразования $D(\mathbf{r}-\mathbf{u})/D(\mathbf{r})$ можно представить в виде

$$\begin{aligned}&1-\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}\right)+\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}\frac{\partial u_y}{\partial y}-\frac{\partial u_x}{\partial y}\frac{\partial u_y}{\partial x}\right)+\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}\frac{\partial u_z}{\partial z}-\frac{\partial u_x}{\partial z}\frac{\partial u_z}{\partial x}\right)+\\&+\left(\frac{\partial u_y}{\partial y}\frac{\partial u_z}{\partial z}-\frac{\partial u_y}{\partial z}\frac{\partial u_z}{\partial y}\right)-\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}\frac{\partial u_y}{\partial y}\frac{\partial u_z}{\partial z}-\frac{\partial u_x}{\partial y}\frac{\partial u_y}{\partial x}\frac{\partial u_z}{\partial z}\right)-\\&-\left(\frac{\partial u_x}{\partial z}\frac{\partial u_y}{\partial x}\frac{\partial u_z}{\partial y}-\frac{\partial u_x}{\partial z}\frac{\partial u_y}{\partial y}\frac{\partial u_z}{\partial x}\right)-\left(\frac{\partial u_x}{\partial y}\frac{\partial u_y}{\partial x}\frac{\partial u_z}{\partial x}-\frac{\partial u_x}{\partial x}\frac{\partial u_y}{\partial x}\frac{\partial u_z}{\partial y}\right).\end{aligned} \tag{5}$$

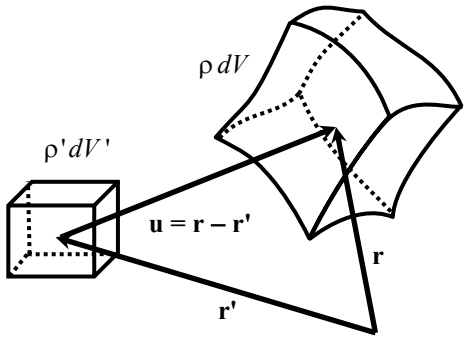

Рис.5. Представление плотности заряда $\rho(\mathbf{r})$ в объеме dV как результат изменения плотности заряда $\rho'(\mathbf{r}')$ в объеме dV' при смещении на $\mathbf{u}(\mathbf{r}) = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$.

Гидродинамика и теория упругости сплошных сред основаны на аналогичных подходах представления плотностей массы и потока частиц [21], но учитывается только линейное приближение. Выражение (5) обладает тем свойством, что его всегда можно представить как дивергенцию вектора

$$\frac{D(\mathbf{r}-\mathbf{u})}{D(\mathbf{r})} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{1}{3}x_i - u_i + \frac{1}{2}\left(u_i\frac{\partial u_k}{\partial x_k} - u_k\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\right) - \frac{1}{3}\varepsilon_{ijk}\varepsilon_{lmn}u_l\frac{\partial u_m}{\partial x_j}\frac{\partial u_n}{\partial x_k}\right). \qquad (6)$$

Выбирая начальное распределение как равномерное, $\rho_0(\mathbf{r}-\mathbf{u}) = \rho_0 = \text{const}$, для вектора поляризации $\mathbf{\Pi}$ получим

$$\Pi_i = -\frac{1}{3}\rho_0(x_i - x_{0i}) + \rho_0 u_i - \frac{1}{2}\rho_0\left(u_i\frac{\partial u_k}{\partial x_k} - u_k\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right) + \frac{1}{3}\rho_0\varepsilon_{ijk}\varepsilon_{lmn}u_l\frac{\partial u_m}{\partial x_j}\frac{\partial u_n}{\partial x_k}. \qquad (7)$$

Как видим, в рамках подхода Эйлера, когда сплошная среда описывается полем смещений $\mathbf{u}(\mathbf{r})$, плотность заряда $\rho(\mathbf{r})$ можно представить как дивергенцию выражения (7) и тем самым выразить вектор поляризации среды $\mathbf{\Pi}$ через смещения зарядов $\mathbf{u}(\mathbf{r})$. Четыре слагаемых этого выражения описывают источники поля по характеру изменений пространственного распределения зарядов – перемещение, сжатие, сдвиг, кручение.

Подчеркнем, что полученное выражение является точным математическим выражением и представление зависимости вектора поляризации $\mathbf{\Pi}$ от смещений $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ выражением (7) никак не ограничено малостью какого-либо параметра разложения или величиной и характером самих смещений.

Далее, в рамках данного изложения, рассматривается только двумерный случай поляризации среды, а с изложением более общих подходов можно ознакомиться в работах [22,23].

Если среда представляет собой нейтральную систему подвижных электронов на фоне равномерно распределенных неподвижных ионов, то в двумерном случае имеем

$$\mathbf{\Pi} = \rho_0 \mathbf{u} - \rho_0 \left(\mathbf{u}\left(\nabla \cdot \mathbf{u}\right) - \left(\mathbf{u} \cdot \nabla\right)\mathbf{u} \right) / 2 \,. \tag{8}$$

Представляя плотность дипольного момента как $\mathbf{P} = \rho_0 \mathbf{u}$, имеем

$$\rho = -\operatorname{div}\left(\mathbf{P} + \left(\mathbf{P}\left(\nabla \cdot \mathbf{P}\right) - \left(\mathbf{P} \cdot \nabla\right)\mathbf{P} \right) / 2\rho_0 \right), \tag{9}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \frac{\partial}{\partial \tau}\left(\mathbf{P} + \frac{\mathbf{P}\left(\nabla \cdot \mathbf{P}\right) - \left(\mathbf{P} \cdot \nabla\right)\mathbf{P}}{2\rho_0} \right) = \\ &= \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \tau} - \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \tau} \operatorname{div} \mathbf{P} - \left(\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \tau} \cdot \nabla \right)\mathbf{P} \right) + \frac{1}{2\rho_0} \operatorname{rot}\left[\mathbf{P} \times \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \tau} \right]. \end{aligned} \tag{10}$$

Как видим, в выражение для плотности тока **J** естественно включено и выражение плотности магнитного дипольного момента среды **M** в виде

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2\rho_0 c}\left[\mathbf{P} \times \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \right] = \frac{\rho_0}{2c}\left[\mathbf{u} \times \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right] = \frac{\rho_0}{2c}\left[\mathbf{u} \times \mathbf{v} \right] = \frac{1}{2c}\left[\mathbf{u} \times \mathbf{j} \right], \tag{11}$$

где **j** – плотность тока диполей: $\mathbf{j} = \rho_0 \mathbf{v} = \rho_0 \, \partial \mathbf{u} / \partial t = \partial \mathbf{P} / \partial t$.

3. Многофотонное и многочастичное взаимодействия в среде

Используя представления (9) и (10), из (2) имеем

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} \right)\mathbf{E} = -4\pi \left(\operatorname{grad}\operatorname{div} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} \right)\left(\mathbf{P} + \frac{\mathbf{P}\left(\nabla \cdot \mathbf{P}\right) - \left(\mathbf{P} \cdot \nabla\right)\mathbf{P}}{2\rho_0} \right) \tag{12}$$

– общий вид волнового уравнения для электрического поля **E** в произвольно поляризованной среде с учетом нелинейностей любого характера (в двумерном случае).

Для описания оптических нелинейностей среды, обусловленных многофотонными процессами, обычно пользуются уравнениями [1]

$$\left(\Delta - \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} \right)\mathbf{E} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\mathrm{NL}}}{\partial t^2} \,, \tag{13}$$

где $\mathbf{P}_{\mathrm{NL}}$ – нелинейная часть зависимости плотности дипольного момента **P** от электрического поля **E**. Уравнения (13) являются частным случаем уравнений (12) в случае однородно поляризованной поперечной электромагнитной волны лазерного излучения.

Если нелинейности обусловлены только многочастичными процессами, то в случае линейной среды, в приближении $\mathbf{P} = \chi \mathbf{E}$, можно воспользоваться уравнениями

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} \right)\mathbf{E} = -4\pi \left(-\operatorname{grad}\operatorname{div} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} \right)\left(\chi \mathbf{E} + \chi^2 \frac{\mathbf{E}\left(\nabla \cdot \mathbf{E}\right) - \left(\mathbf{E} \cdot \nabla\right)\mathbf{E}}{2\rho_0} \right), \tag{14}$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость среды.

Таким образом, общую задачу нахождения электромагнитных полей в среде можно разделить на две: 1) динамическую (микроскопическую) – нахождение смещения зарядов (поляризации) в среде в зависимости от приложенных к нему сил (полей), 2) кинематическую (макроскопическую) – нахождение электромагнитных полей в зависимости от смещений зарядов (поляризации) среды.

В первом случае в уравнениях поля фигурирует разложение по динамическим величинам (поля), а во втором – разложение по кинематическим величинам (смещения). Соответственно, при описании электромагнитных полей в среде различаются нелинейности двух типов.

I. Динамические (микроскопические) нелинейности, описываемые нелинейной зависимостью плотности дипольного момента среды **P** от приложенного электрического поля **E**:

$$\mathbf{P} = \hat{\chi}^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \hat{\chi}^{(2)} : \mathbf{E} \times \mathbf{E} + \hat{\chi}^{(3)} \vdots \mathbf{E} \times \mathbf{E} \times \mathbf{E} + ..., \qquad (15)$$

где $\hat{\chi}^{(n)}$ – тензорный коэффициент зависимости плотности дипольного момента **P** от *n*-ой степени электрического поля **E**. Разложение обусловлено нелинейной зависимостью смещения одного заряда от приложенного к нему поля **E** и определяется динамикой этой частицы. Решения уравнений поля при разложении (15) описывают процессы поглощения и излучения многих фотонов одной частицей – многофотонные процессы [1].

II. Кинематические (макроскопические) нелинейности, описываемые нелинейной зависимостью электрического поля **E** от плотности дипольного момента среды **P**:

$$\mathbf{E} = \hat{\alpha}^{(1)} \cdot \mathbf{P} + \hat{\alpha}^{(2)} : \mathbf{P} \times \mathbf{P} + \hat{\alpha}^{(3)} \vdots \mathbf{P} \times \mathbf{P} \times \mathbf{P} + ..., \qquad (16)$$

где $\hat{\alpha}^{(n)}$ – тензорный коэффициент зависимости электрического поля **E** от n-ой степени плотности дипольного момента **P**. Разложение обусловлено нелинейной зависимостью электрического поля **E** от плотности дипольного момента среды **P** и определяется динамикой ансамбля частиц. Решения уравнений поля при разложении (16) описывают процессы совместного поглощения и излучения одного фотона многими частицами – многочастичные процессы.

С формальной точки зрения может показаться, что разложения поляризации **P** по **E** или поля **E** по **P** равноценны и волновое уравнение к новым решениям не приведет. Но так как в волновое уравнение поле и поляризация среды входят не одинаково, то пространственно-временные характеристики решений, обусловленные правой частью волнового уравнения (12) при разложении (16), никак не могут быть сведены к случаям решений волнового уравнения (13) при разложении (15).

Например, в обладающей центром симметрии ($\chi^{(2)} = 0$) среде динамические нелинейности не могут привести к возникновению второй гармоники, а кинематические нелинейности делают возможным процесс ее формирования в таких средах. При этом решение волнового уравнения (14), описывающее возбуждение второй гармоники в среде, отвечает процессу поглощения двумя ато-

мами среды по одному фотону с энергией $\hbar\omega_0$ и последующему совместному излучению одного фотона с энергией $\hbar\omega_1 = 2\hbar\omega_0$.

Нами для очевидности экспериментальной демонстрации многочастичных взаимодействий в среде специально был выбран обладающей центром симметрии кристалл кальцита. Хотя и в кальците обеспечивается условие фазового синхронизма, но для центросимметричной среды $\chi^{(2)} = 0$ и ГВГ двухфотонным взаимодействием невозможна. С учетом же механизма многочастичного взаимодействия ГВГ возможна.

В случае кристалла кальцита можно быть уверенным, что если наблюдается ГВГ, то это не является результатом многофотонного взаимодействия.

4. Формирование неоднородно поляризованных пучков

Для формирования неоднородно поляризованных пучков лазерного излучения нами использовался кристалл кальцита – $CaCO_3$ (исландский шпат). Этот обратно двулучепреломляющий, одноосный и обладающий центральной симметрией кристалл ($\chi^{(2)} = 0$) прозрачен в области 0.35–2.3 мкм. Для расчетов показателя преломления для обыкновенной n_0 и необыкновенной n_e волн применялись уравнения Селмейера в виде (длина волны λ выражена в мкм)

$$n_0^2 = 2.69705 + 0.0192064/\left(\lambda^2 - 0.01820\right) - 0.0151624 \times \lambda^2,$$

$$n_e^2 = 2.18438 + 0.0087309/\lambda^2 - 0.01018 - 0.0024411 \times \lambda^2.$$

Расчетные значения угла синхронизма и показателей преломления для $\lambda = 1.064$ мкм и $\lambda = 0.532$ мкм равны $\varphi = \pm 20.7°$, $n_e = n_0 = 1.64$.

Формирование неоднородно поляризованных пучков сначала представим на примере оптической призмы из кальцита, оптическая ось которой параллельна грани прямого угла (рис.6). Линейно поляризованный пучок параллельно оптической оси попадает на плоскость призмы и после полного внутреннего отражения, перпендикулярно оптической оси, выходит из призмы (рис.6а). Плоскость поляризации пучка выбирается такой, чтобы после полного внутреннего отражения она составляла угол 45° относительно оптической оси.

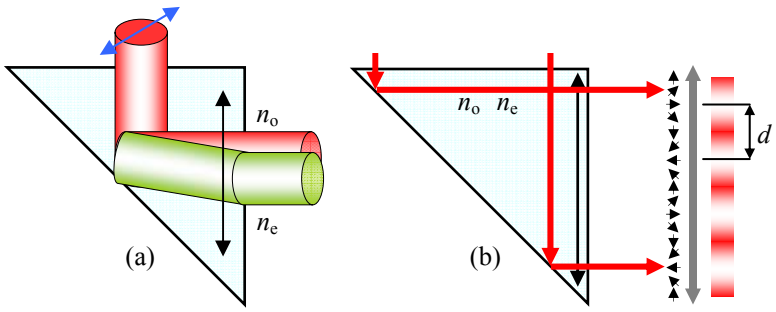

Рис.6. Формирование неоднородно поляризованного пучка призмой из кальцита.

На выходе призмы, из-за разницы оптических путей обыкновенной и необыкновенной волн, по направлению оптической оси образуется неоднородная поляризация с периодической структурой (рис.6b) – от линейной поляризации до круговой и наоборот. Если на выходе призмы поставить поляризатор, то при длине волны лазерного излучения, равной $\lambda = 0.53$ мкм, на экране будут видны интерференционные полосы с периодом $d = 0.5\lambda n/\Delta n = 0.5 \times 0.53 \times 1.64/0.17 \approx \approx 2.6$ мкм.

Из-за двулучепреломления на выходе призмы оси обыкновенного и необыкновенного пучков смещены (рис.6a), и неоднородная поляризация наблюдается только в области перекрытия пучков. Перед фокусировкой такого пучка следует диафрагмой выделить область перекрытия. В противном случае при фокусировке пространственно смещенных пучков фокусы будут пространственно разделены.

Для синтеза радиально и азимутально поляризованных пучков был использован аксикон из кристаллического кальцита, у которого оптическая ось кристалла ориентирована по оси аксикона (рис.7a). При прохождении циркулярно поляризованного пучка через такой двулучепреломляющий аксикон на выходе получаются два смещенных по оси конических пучка с равными углами раскрытия, с радиальной и азимутальной поляризациями. При фокусировке таких пучков получаются два круга с разными радиусами и соответствующими поляризациями (рис.7b).

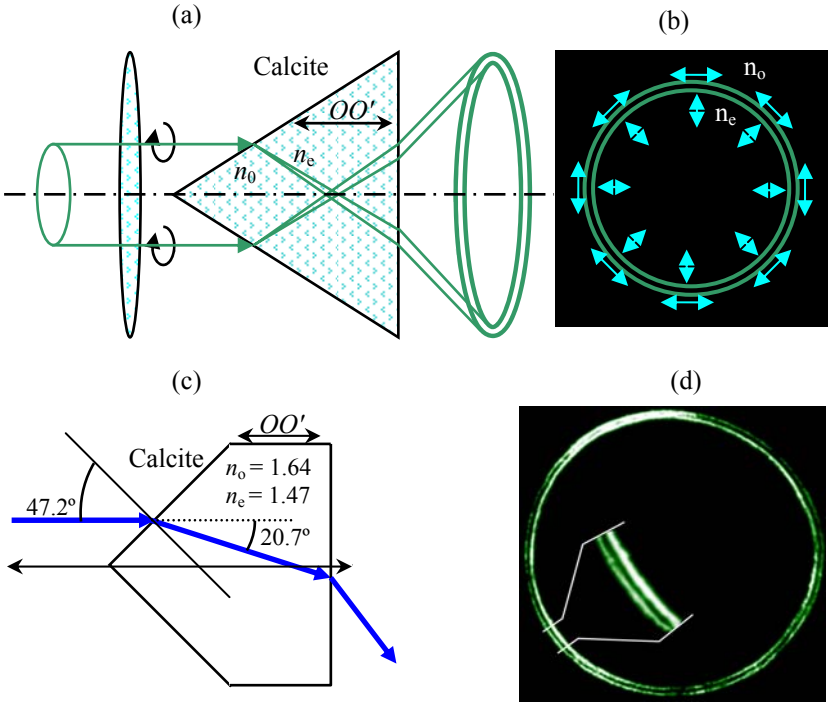

Рис.7. Формирование радиально и азимутально поляризованных пучков аксиконом из кальцита.

Для обеспечения условия фазового синхронизма в самом аксиконе угол образующей аксикона составлял 47.2° (рис.7c). В этом случае пучок после преломления распространяется в аксиконе под углом фазового синхронизма 20.7°. Результат фокусировки циркулярно поляризованного пучка лазера с длиной волны $\lambda = 0.53$ мкм после прохождения экспериментального образца аксикона приведен на рис.7d. Внутри приведено увеличенное изображение участка картины.

Такой аксикон из кальцита одновременно формирует пространственно разделенные радиально и азимутально поляризованные пучки и обеспечивает в самом аксиконе условие фазового синхронизма для генерации второй гармоники.

Отметим, что свойства взаимодействия такого пучка не зависят от того, используется ли весь круг (широкий пучок, рис.7d) или только его малая часть (дуга, узкий пучок). В данном случае свойства взаимодействия определяются ближним порядком локальной неоднородности рассматриваемой точки, поэтому и свойства взаимодействия в данной точке аксикона при прохождении узких пучков будут такими же.

Рассмотренные выше примеры формирования неоднородно поляризованных пучков позволяют сделать заключение и для случая взаимодействия лазерного излучения с порошком кристалла кальцита. При рассеянии лазерного излучения в порошке образуется весьма неоднородно поляризованное излучение, что существенно меняет характер взаимодействия рассеянного лазерного излучения с порошком и со средой окружения. Как видим, в традиционном порошковом методе Куртца для оценки нелинейности оптических материалов [24], многочастичные процессы могут вносить существенный вклад в оценку величины оптической нелинейности материала. Поэтому в традиционном понимании "линейные" оптические материалы, стекла и металлы проявляют неожиданно большие нелинейности в виде порошков и суспензий.

5. ГВГ и ГСК в кристалле кальцита

Для экспериментального исследования ГВГ и ГСК в кристалле кальцита использовался импульсный пикосекундный лазер YAG:Nd^{+3} на длине волны 1.06 мкм длительностью 50 пс. Максимальная мощность излучения составляла 10 МВт с частотой следования до 50 Гц, а диаметр линейно поляризованного пучка на выходе излучателя составлял 1 мм. Изготовленные образцы аксиконов из кристаллического кальцита соответствовали описанию в разделе 4 и имели диаметр 10 мм. Для контроля качества материала и качества изготовления аксиконов из того же кристалла кальцита были также изготовлены плоскопараллельные пластины. Толщина пластин составляла 2–3 мм, а оптическая ось кристалла была ориентирована перпендикулярно поверхности.

В эксперименте (рис.8a) направление лазерного пучка было параллельно оси аксикона, а поляризация пучка в точке вхождения со стороны вершины аксикона была параллельна поверхности. В этом случае после преломления в ак-

сиконе распространялся необыкновенный пучок с азимутальной поляризацией на длине волны 1.06 мкм и условие синхронизма обеспечивалось для обыкновенного пучка с радиальной поляризацией на длине волны 0.53 мкм.

При такой конфигурации наблюдалась ГВГ (рис.8b) в очень широком диапазоне плотности мощности излучения на длине волны 1.06 мкм вплоть до 1 ГВт/м^2. При плотности мощности большей 0.1 ГВт/м^2 выходное излучение приобретало структурные изменения (рис.9a) и генерировалось широкополосное излучение (рис.10a).

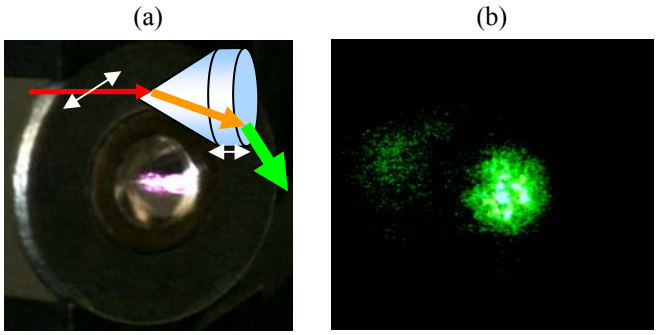

Рис.8. Схема прохождения пучка лазерного излучения через аксикон (a) и ГВГ в кристалле кальцита (b).

Дальнейшее увеличение плотности мощности приводило к сглаживанию структуры излучения (рис.9b,c) и к ГСК с почти равномерным спектральным распределением (рис.10b,c).

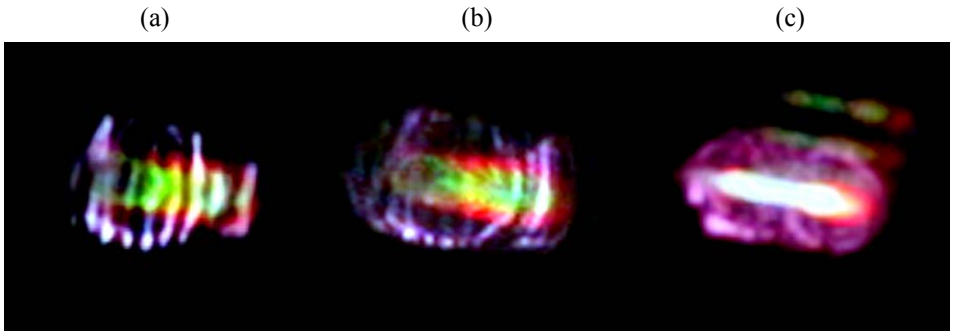

Рис.9. Структура ГСК в кристалле кальцита.

Проверка возможной генерации излучения гармоник и суперконтинуума в таких же условиях на контрольных пластинах под углом фазового синхронизма показала их полное отсутствие.

Оценки оптической нелинейности порошка кальцита, возникающего из-за многочастичных процессов в среде, проводились методом Куртца [24] для порошка используемого образца кристалла кальцита с размерами частиц 40 ± 5

мкм. При облучении лазерным излучением 1 ГВт/м^2 на длине волны 1.06 мкм (рис.11), такой порошок проявлял нелинейность порядка $\chi(2) \sim 10^{-9}$.

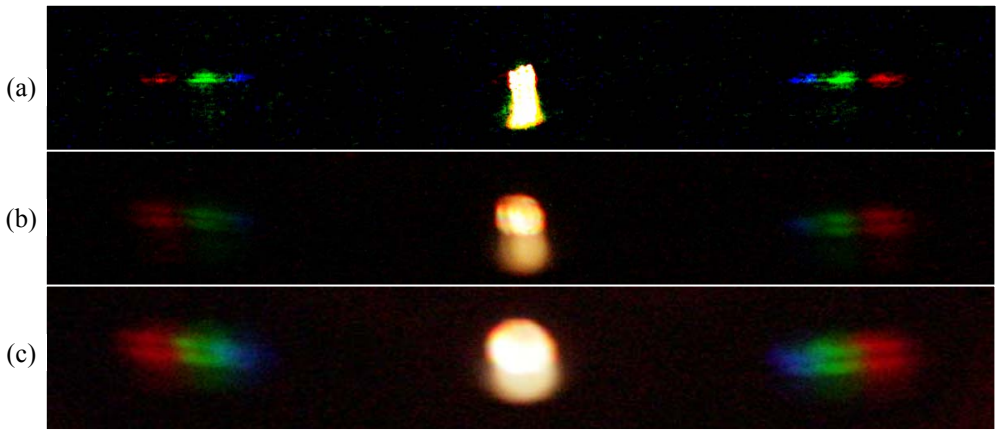

Рис.10. Спектры ГСК в кристалле кальцита.

Рис.11. ГВГ в порошке кристалла кальцита.

6. Обсуждение и выводы

Теоретически и экспериментально исследован новый механизм нелинейного распространения оптического излучения в сплошной среде, обусловленный взаимодействием излучения со многими частицамы среды – многочастичное взаимодействие.

В результате теоретических исследований получены точные выражения для плотностей заряда и тока в сплошной среде, позволяющие полностью описать электромагнитные свойства среды и взаимодействие излучения со сплошной средой как коллективное, многочастичное взаимодействие. В отличие от многофотонных процессов, когда поглощение и излучение фотонов происходит одной частицей по причине нелинейного смещения, при многочастичном взаимодействии оптическая нелинейность обусловлена излучением и поглощением

одного фотона многими частицами сплошной среды. При неоднородной поляризации лазерного излучения в среде возникают квадрупольные и высшие мультипольные моменты, которые и обусловливают излучение и генерацию второй и высших гармоник, широкополосного и сверхширокополосного непрерывного спектра.

Результаты теоретических исследований экспериментально продемонстрированы на примере кристалла кальцита, обладающего центром симметрии. Коэффициент квадратичной нелинейной восприимчивости таких сред равен нулю и в них теоретически невозможна ГВГ двухфотонным процессом. Однако при неоднородной, азимутальной поляризации пучка пикосекундного лазера на длине волны 1.06 мкм, в кальците под углом синхронизма 20.7° наблюдается ГВГ с радиальной поляризацией на длине волны 0.53 мкм. При превышении плотности мощности лазерного излучения 0.1 ГВт/м^2 возникает генерация широкополосного и сверхширокополосного непрерывного спектра (ГСК) излучения в диапазоне 0.4–1.06 мкм.

ГВГ в кальците была также продемонстрирована порошковым методом Куртца для оценки нелинейности оптических материалов. В этом случае неоднородная поляризация в кристаллах порошка естественно возникает за счет хаотичного, многократного отражения и преломления исходного однородного, линейно поляризованного пучка в слое исследуемого порошка.

Таким образом, описанное проявление оптической нелинейности кристалла кальцита не может быть интерпретировано как результат многофотонных взаимодействий и обусловлено многочастичным взаимодействием в сплошной среде.

Авторы признательны профессору Л.Х. Мурадяну за помощь в организации постановки эксперимента и академику Ю.С. Чилингаряну за постоянный интерес и представление результатов исследований на слушаниях в НАН РА. Авторы признательны также профессору В.О. Чалтыкяну за полезные обсуждения и помощь при подготовке рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. **R.W.Boyd**. Nonlinear Optics. 3th edn., Oxford, Elsevier, 2008.
2. **G.P.Agrawal**. Nonlinear Fiber Optics. 3th edn., San Diego, Academic Press, 2001.
3. **M.A.Foster, A.C.Turner, M.Lipson, A.L.Gaeta.** Opt. Express, **16**, 1300 (2008).
4. **Y.S.Kivshar, G.P.Agrawal**. Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals. Oxford, Elsevier, 2003.
5. Supercontinuum Generation in Optical Fibers. **J.M.Dudley, J.R.Taylor (ed.).** New York, Cambridge, 2010.
6. The Supercontinuum Laser Source: Fundamentals with Updated References. **R.R.Alfano** (ed.). New York, Springer-Verlag, 2006.
7. **P.A.Franken, A.E.Hill, C.W.Peters, G.Weinreich.** Phys. Rev. Lett., **7**, 118 (1961).
8. **R.R.Alfano, S.L.Shapiro.** Phys. Rev. Lett., **24**, 584 (1970).
9. **R.R.Alfano, S.L.Shapiro.** Phys. Rev. Lett., **24**, 592 (1970).
10. **E.Adler.** Phys. Rev. A, **134**, 728 (1964).
11. **G.S Agrawal, S.S.Jha.** Solid State Commun., **41**, 499 (1982).

12. **X.M.Hua, J.I.Gersten.** Phys. Rev. B, **33**, 3756 (1986).
13. **J.I.Dadap, J.Shan, T.F.Heinz.** J. Opt. Soc. Am. B, **21**, 1328 (2004).
14. **N.K.Balla, P.T.C.So, C.J.R.Sheppard.** Opt. Express, **18**, 21603 (2010).
15. **V.A.Mel'nikov, L.A.Golovan, S.O.Konorov, D.A.Muzychenko, A.B.Fedotov, A.M. Zheltikov, V.Yu.Timoshenko, P.K.Kashkarov.** Appl. Phys. B, **79**, 225 (2004).
16. **E.V.Makeev, S.E.Skipetrov**. Opt. Comm., **224**, 139 (2003).
17. **S.Faez, P.M.Johnson, D.A.Mazurenko, A.Lagendijk**. Opt. Soc. Am. B, **26**, 235 (2009).
18. **T.A.Birks, W.J.Wadsworth, P.St.J.Russell.** Opt. Lett., **25**, 1415 (2000).
19. **Q.Zhan**, Adv. Op. Photon., **1**, 1 (2009); http://www.opticsinfobase.org/viewmedia.cfm ?uri =aop-1-1-1&seq=0.
20. **L.D.Landau, E.M.Lifshitz, L.P.Pitaevskii.** Electrodynamics of Continuous Media. Oxford, Butterworth-Heinemann, 1984.
21. **L.D.Landau, E.M.Lifshitz**, Theory of Elasticity, Oxford, Butterworth-Heinemann, 1986.
22. **V.M.Mekhitarian, V.E.Mkrtchian.** El. J. Theor. Phys., **1**, 1 (2004); http://lanl.arxiv.org/abs/physics/0412004v1.
23. **V.M.Mekhitarian, V.E.Mkrtchian**, http://lanl.arxiv.org/abs/math-ph/0401045v2, 2004.
24. **S.K.Kurtz, T.T.Perry**. J. Appl. Phys., **39**, 3798 (1968).

ԲԱԶՄԱՄԱՍՆԻԿԱՅԻՆ ԵՐԿՐՈՐԴ ՀԱՐՄՈՆԻԿԻ ԵՎ ԳԵՐԼԱՅՆԱՇԵՐՏ ՍԵՐՈՒՄ ՀՈԾ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Վ.Մ. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ, Ա.Ա. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ար.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Տեսականորեն և փորձնականորեն ուսումնասիրված է հոծ միջավայրում օպտիկական ճառագայթման ոչ գծային տարածման նոր, միջավայրի շատ մասնիկների հետ ճառագայթման փոխազդեցությամբ պայմանավորված մեխանիզմ՝ բազմամասնիկային փոխազդեցություն: Կալցիտի բյուրեղի օրինակով, որն օժտված է կենտրոնական սիմետրիայով և չի դրսեվորում քառակուսային ոչ գծայնություն, փորձով ցուցադրված է 1.06 մկմ ալիքի երկարությամբ լազերային ճառագայթման բազմամասնիկային երկրորդ հարմոնիկի և գերլայնաշերտ սերումը:

MULTIPARTICLE GENERATION OF SECOND HARMONIC AND SUPERCONTINUUM IN CONTINUOUS MEDIA

V.M. MEKHITARIAN, A.A. AVETISSIAN, Ar.A. KIRAKOSSIAN

We study theoretically and experimentally a novel mechanism of nonlinear propagation of optical radiation in a continuous medium caused by interaction of radiation with many particles of medium, i.e., multiparticle interaction. On the example of calcite crystal, which has a center of symmetry and does not exhibit quadratic nonlinearity, we experimentally demonstrate multiparticle generation of the second harmonic and supercontinuum of the laser radiation at the wavelength of 1.06 μm.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №3, с.193-200 (2012)

УДК 621.312

ФОТОДЕТЕКТОРЫ СРЕДНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ЧЕТЫРЕХКОМПОНЕНТНЫХ InAsSbP НАНОСТРУКТУР

В.М. АРУТЮНЯН, К.М. ГАМБАРЯН, В.Г. АРУТЮНЯН,
И.Г. АРУТЮНЯН, М.С. КАЗАРЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 9 декабря 2011 г.)

Методом модифицированной жидкофазной эпитаксии на подложке InAs (100) были выращены четырехкомпонентные InAsSbP квантовые точки (КТ) с поверхностной концентрацией $(3–5)\times10^9$ $см^{-2}$. Морфология и распределение плотности КТ исследовались с помощью атомно-силового микроскопа. Обнаружено гауссовское распределение числа КТ от их диаметра. Среднее значение диаметра квантовых точек составляет 23.1 нм с дисперсией 6.9 нм. Изготовлены и исследованы два типа инфракрасных фотодектекторов (ИКФД) на основе InAs(100) с и без InAsSbP КТ на поверхности подложки. Измерены и проанализированы спектры фотоотклика обоих типов ИКФД при комнатной температуре и обнаружено красное смещение для структур с КТ. Исследованы емкостные характеристики ИКФД и изменение их относительного поверхностного сопротивления при облучении непрерывным He-Ne лазером.

1. Введение

Известно, что полупроводниковые фотоприемники (ФП) представляют интерес не только с научной точки зрения, но и имеют важное значение для решения ряда прикладных задач в различных областях. Среди этого класса полупроводниковых приборов фотодиоды (ФД), фототранзисторы (ФТ) и фоторезисторы (ФР) инфракрасного излучения в средней и длинноволновой областях спектра применяются не только для решения ряда физических, инженерно-технических и специальных задач, но также используются в медицине и биологии. В частности, ИК фотоприемники используются для детектирования таких важных промышленных газов как метан, пропан, окись углерода, для определения концентрации глюкозы в крови и т.д.

За последнее десятилетие проведены многочисленные как научные, так и прикладные исследования по созданию ИКФП на основе таких квантоворазмерных структур, как квантовые ямы (КЯ), квантовые проволоки (КП) и квантовые точки (КТ) [1-6] в связи с уникальными физическими свойствами, возникающими при ограничении движения (локализации) носителей заряда. Как показывают исследования, применение квантоворазмерных структур приводит к улучшению параметров традиционных ИКФП и, кроме того, делает возможным

создание принципиально новых типов ФП. В частности, разработаны и исследованы матрицы современных видеопреобразователей на основе InAs/GaSb сверхрешеток [2], микроскопические модели ИКФП на квантовых ямах [3], селективные и широкополосные детекторы на основе соединений III–V для формирования видеоизображений [4], средне- и длинноволновых переносных ИК видеокамер [5] и т.д. Инфракрасные фотодетекторы с квантовыми точками (ИКФПКТ) активно исследуются с целью достижения еще более интересных свойств. Фотодетекторы таких типов исследовались в основном с применением таких полупроводниковых соединений типа III–V [1,6-8] как InGaAs/InP, InGaAs/GaAs, InAsSbP/InAs, InSb/InAs и SiGe/Si. Ожидается, что ИКФПКТ будут иметь стабильные характеристики при высоких температурах [9-11] из-за трехмерного ограничения носителей заряда. В этих работах также показано, что темновой ток ФД и ФР с квантовыми точками намного ниже, чем у ФП на основе квантовых ям. Квантоворазмерные структуры были применены в фотовольтаических преобразователях солнечного излучения [12] и термофотовольтаических ячейках [13]. Длинноволновые ИКФПКЯ используются в спектроскопии [7], а также для детектировании объектов при некоторых химических и биологических экспериментах и т.д.

Среди методов получения квантоворазмерных структур наиболее распространенным является метод Странски–Крастанова, при котором зародышеобразование и самоорганизация структур осуществляются за счет разницы в постоянных решеток подложки и смачивающего слоя (эпитаксиальной пленки). Основным преимуществом данного метода является то, что он позволяет выращивать практически бездислокационные наноструктуры. Среди этого класса материалов бинарные соединения InAs, InP, InSb, а также их узкозонные трех- и четырехкомпонентные твердые растворы представляют наибольший интерес, так как они позволяют перекрывать среднюю (3–5 мкм) инфракрасную область спектра посредством соответствующего подбора состава твердого раствора. Четырехкомпонентные твердые растворы InAsSbP являются уникальными в этом классе. Эти соединения были успешно выращены на подложках InAs(100) методом как жидкофазной (ЖЭ), так и электрожидкостной эпитаксии. Модифицированная разновидность ЖЭ была успешно применена также для выращивания на подложках InAs(100) как сферических, так и эллипсоидальных КТ состава InAsSbP [14-19].

В данной работе представлены результаты наших исследований по созданию ИКФП для ФР в средней инфракрасной области спектра на основе монокристаллов *n*-InAs(100) с и без четырехкомпонентными InAsSbP КТ, выращенными методом ЖЭ на поверхности подложки. Исследованы морфология и распределение КТ, а также оптоэлектронные свойства фотодетекторов.

2. Методика эксперимента

Квантовые точки InAsSbP были выращены методом ступенчато-охлаждаемой ЖЭ из тонкой (~150 мкм) In-As-Sb-P четырехкомпонентной жид-

кой фазы при начальной температуре эпитаксии $t = 550$°C. Состав жидкой фазы был выбран таким образом, чтобы обеспечить разницу постоянных решеток смачиваемого слоя и подложки InAs ~2%. Для инициации процесса зародышеобразования КТ начальная температура эпитаксии понижалась на 0.5°C. Весь процесс роста проводился в атмосфере водорода, очищенного через палладиевые фильтры. Нелегированные подложки *n*-InAs, использованные в данной работе, имели диаметр 11 мм, ориентацию (100) и фоновую концентрацию примесей 2×10^{16} см$^{-3}$ с подвижностью электронов 45000 см^2 В$^{-1}$ с$^{-1}$ при $T = 78$ K. Технологический процесс выращивания InAsSbP КТ более подробно описан в работе [16]. Омические контакты к выращенным структурам, удовлетворяющие стандартным требованиям к ФР, формировались путем термического испарения Cr/Au сэндвича в вакууме. Морфология и распределение КТ исследовались атомно-силовым микроскопом (АСМ) AFM-Asylum Research MFP-3D. Емкостно–частотные характеристики (C–F) при комнатной температуре исследовались прецизионным LCR-метром QuadTech 1920. Изменение удельного поверхностного сопротивления ИК ФР измерялось под излучением непрерывного He-Ne лазера на длине волны 3.39 мкм. Для исследования оптической фоточувствительности созданных структур был также использован инфракрасный спектрометр ИКС-21.

3. Результаты и обсуждение

На рис.1 приведены АСМ-изображения четырехкомпонентных InAsSbP КТ, выращенных на подложке InAs(100) методом ЖЭ. Статистическая обработка данных АСМ измерений показала, что средняя плотность КТ равна $(3–5)\times10^9$ см$^{-2}$ с довольно однородным их распределением практически по всей поверхности подложки. Высота и диаметр КТ находятся в диапазоне от 0.4 до 20 нм и от 10 нм до 40 нм, соответственно. В отличие от распределения Лифшица–Слезова, которая была экспериментально получена в работе [16] при исследовании распределения числа и поверхностной плотности InAsSbP КТ в зависимости от их диаметра, распределение КТ, представленных в данной работе, наилучшим образом подчиняется гауссовскому распределению, как это представлено на рис.2. Статистические расчеты проводились на поверхности $S = 2.5\times10^{-7}$ см^2. Аналитический вид аппроксимации экспериментальных данных гауссианом представлен в выражении

$$N = 56.17 \times \exp\left\{-0.5\left[\left(D - 23.12\right)/6.9\right]^2\right\}.$$

Здесь N – число квантовых точек, а D – их диаметр. Как видно из (1) и рис.2, средний диаметр КТ равен 23.1 нм, с шириной на полувысоте 17 нм и дисперсией 6.9 нм.

Созданные и исследованные в данной работе два типа ИК ФР схематически представлены на рис.3. Первый ФР изготовлен на основе промышленного объемного монокристалла *n*-InAs(100). Второй из них отличается тем, что на

активной поверхности ФР находятся КТ InAsSbP четырехкомпонентного состава. Активные поверхности обоих ФР были выбраны одинаковыми и были равны 10^{-2} см^2. Оптоэлектронные свойства исследовались при комнатной температуре с использованием стандартного ИК источника в форме глобара с NaCl призмой для расщепления лучей. Спектры относительной фоточувствительности обоих ФР при напряжении смещения 2 мВ приведены на рис.4.

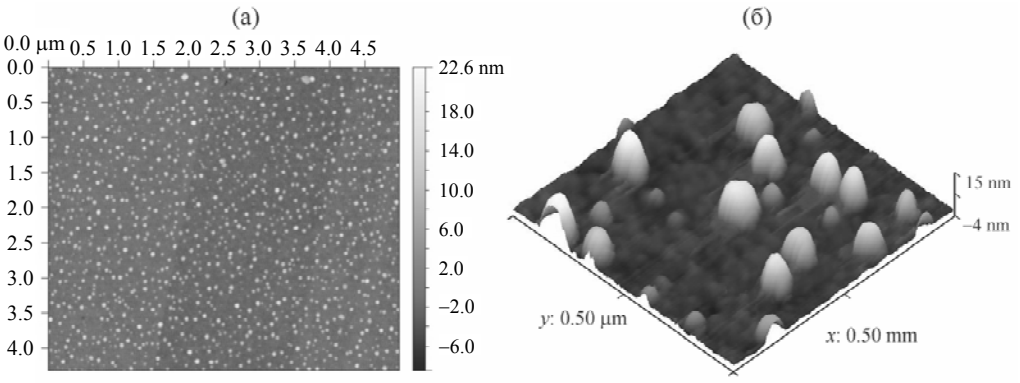

Рис.1. АСМ-изображения четырехкомпонентных InAsSbP КТ, выращенных на подложке InAs(100) методом ЖЭ: (а) – планарный вид, (б) – боковой вид.

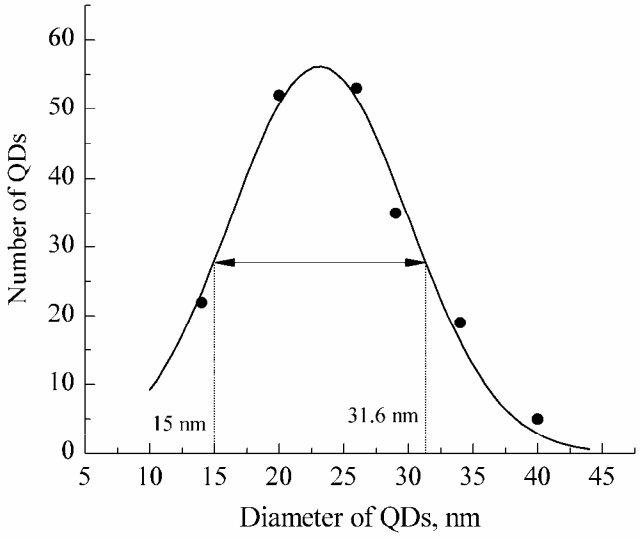

Рис.2. Зависимость числа квантовых точек InAsSbP от их диаметра.

Как видно из рис.4, для первого ФР на основе *n*-InAs наблюдается только один характерный пик на длине волны $\lambda = 3.48$ мкм, который точно соответствует длине волны межзонного перехода для нелегированного InAs ($E_g = 356$ мэВ). Из рис.4 также видно, что для ФР с КТ наблюдаются красное смещение

до 3.9 мкм и дополнительные пики на спектре фоточувствительности. На наш взгляд, как красное смещение, так и характерные пики являются следствием поглощения на КТ.

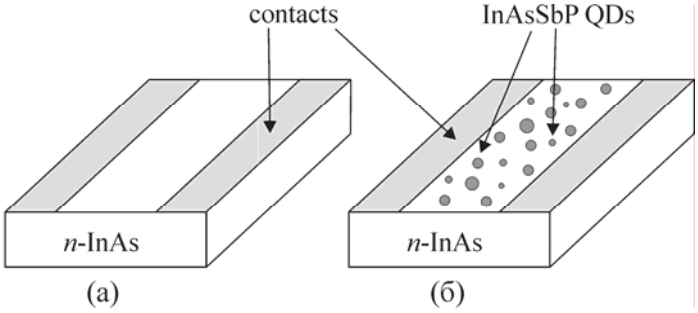

Рис.3. Схематический вид ИК фотодетекторов: (а) – без, (б) – с квантовыми точками.

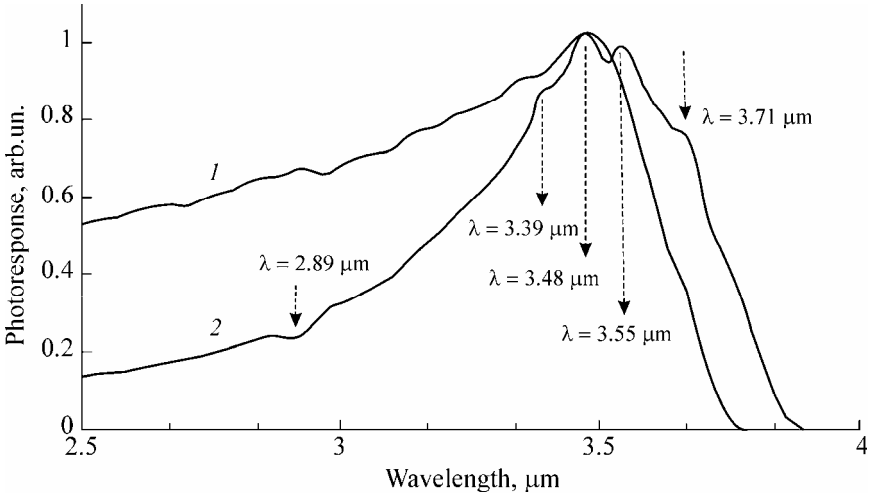

Рис.4. Спектры относительного фотоотклика фотодетекторов при комнатной температуре: 1 – PD, 2 – QDIP.

Нами проведены также исследования емкостно–частотных (C–F) характеристик фотодетекторов, результаты которых для ФР с КТ при разных значениях приложенного напряжения приведены на рис.5. Как видно из рисунка, наблюдается слабая зависимость емкости от приложенного напряжения. Она остается практически постоянной в зависимости от частоты вплоть до 10^5 Гц с последующим резким спадом.

Известно, что одним из основных параметров фоторезисторов является изменение их поверхностного сопротивления при освещении. Зависимость относительного изменения поверхностного сопротивления ИК ФР с КТ от плотности мощности непрерывного He-Ne лазера на длине волны $\lambda = 3.39$ мкм

приведена на рис.6. Как видно из рисунка, наблюдается максимальный спад значения поверхностного сопротивления до ~20%, что является довольно хорошим результатом, в особенности для узкозонных и низкоомных структур. Очевидно, что этот спад будет значительно больше при воздействии на ФР излучением более длинных волн в связи с тем, что, как видно из рис.4, сигнал фоточувствительности намного выше вплоть до $\lambda = 3.6$ мкм.

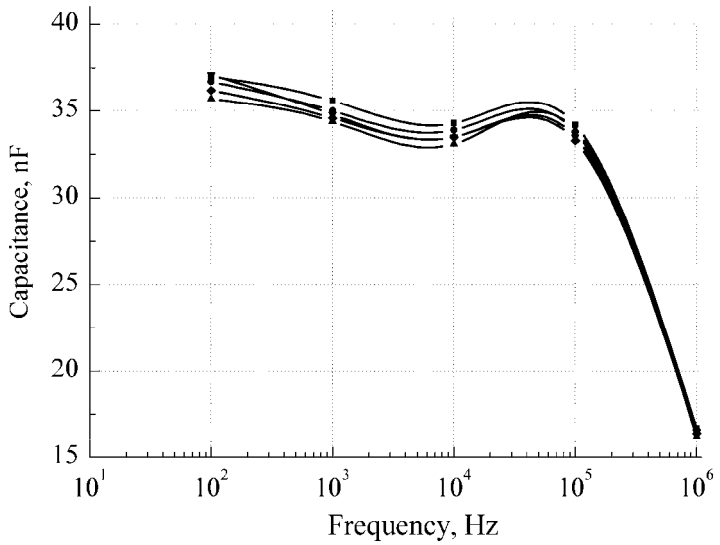

Рис.5. Емкостно-частотные характеристики ИК фотодетектора с квантовыми точками при комнатной температуре и разных напряжениях смещения: ■ 0.1 V, ● 0.2V, ▲ 0.3V, ▼ 0.4V, ◆ 0.5V.

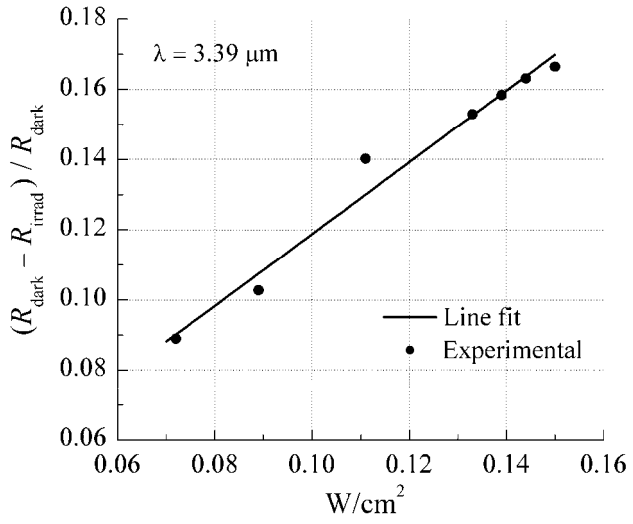

Рис.6. Зависимость относительного изменения сопротивления фотодетектора с квантовыми точками от плотности мощности He-Ne лазера на длине волны $\lambda = 3.39$ мкм.

4. Заключение

Таким образом, на подложках *n*-InAs модифицированным методом ЖЭ выращены однородно распределенные практически по всей поверхности подложки КТ четырехкомпонентного InAsSbP состава. Статистическая обработка АСМ измерений выявила гауссовское распределение числа КТ от их диаметра. Изготовлены и исследованы два типа ИК фотодетекторов в форме фоторезисторов с и без InAsSbP КТ на *n*-InAs(100) подложке. Измерены и проанализированы спектры фотоотклика обоих ФР при комнатной температуре и обнаружено красное смещение для структур с КТ. Исследованы емкостные характеристики фоторезисторов и изменение их относительного поверхностного сопротивления при облучении непрерывным He-Ne лазером. Обнаружено, что для ФР с КТ емкость остается практически постоянной вплоть до ~10^5 Гц, а также выявлено уменьшение поверхностного сопротивления до 20% при облучении He-Ne лазером на длине волны 3.39 мкм. Наши исследования открывают новые дополнительные возможности изготовления наноструктурных ИКФП нового поколения и могут быть использованы при решении ряда прикладных задач в средней ИК области.

Данная работа была выполнена в рамках финансовой поддержки Армянского Национального Фонда по Науке и Образованию (ANSEF), базирующегося в Нью Йорке, США, а также гранта Госкомитета РА по науке #11A-2j062 по программе содействия молодым ученым.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.Rogalski.** Acta Phys. Pol. A, **116**, 389 (2009).
2. **R.Rehm, M.Walther, J.Schmitz, F.Rutz, J.Fleißner, R.Scheibner, J.Ziegler.** Infrared Phys. Techn., **52,** 344 (2009).
3. **V.D.Jovanovic, P.Harrison, Z.Ikonic, D.Indjin.** Infrared Phys. Techn., **47**, 3 (2005).
4. **S.V.Bandara, S.D.Gunapala, J.K.Liu, S.B.Rafol, C.J.Hill, D.Z.Ting, J.M.Mumolo, T.Q.Trinh.** Infrared Phys. Techn., **47,** 15 (2005).
5. **S.D.Gunapala, S.V.Bandara, J.K.Liu, C.J.Hill, S.B.Rafol, J.M.Mumolo, J.T.Trinh, M.Z.Tidrow, P.D.LeVan.** Infrared Phys. Techn., **47**, 67 (2005).
6. **L.Becker.** Proc. SPIE, **6127**, 61270 S1-15 (2006).
7. **P.Bhattacharya, X.H.Su, S.Chakraborti, G.Ariyawansa, A.G.U.Perera.** Appl. Phys. Lett., **86**, 191106 (2005).
8. **K.M.Gambaryan, V.M.Aroutiounian, V.G.Harutyunyan.** Infrared Phys. Techn., **54**, 114 (2011).
9. **K.Nishi, H.Saito, S.Sugou, J.S.Lee.** Appl. Phys. Lett., **74**, 1111 (1999).
10. **D.Haft, R.J.Warburton, K.Karrai, S.Huant, G.Medeiros-Ribeiro, J.M.Garcia, W. Schoenfeld, P.M.Petroff.** Appl. Phys. Lett., **78**, 2946 (2001).
11. **H.X.Li, J.Wu, Z.G.Wang, D.R.Theda.** Appl. Phys. Lett., **75**, 1173 (1999).
12. **V.M.Aroutiounian, S.G.Petrosian, A.Khachatryan, K.Touryan.** J. Appl. Phys., **89**, 2268 (2001).
13. **K.M.Gambaryan, V.M.Aroutiounian, T.Boeck, M.Schulze.** Phys. Stat. Sol. C, **6**, 1456 (2009).
14. **M.A.Afrailov.** Infrared Phys. Techn., **53**, 29 (2010).
15. **K.M.Gambaryan, V.M.Aroutiounian, T.Boeck, M.Schulze, P.G.Soukiassian.** J. Phys. D: Appl. Phys. (FTC), **41**, 162004 (2008).

16. **K.M.Gambaryan.** Nanoscale Res. Lett., **5**, 587 (2010).
17. **K.M.Gambaryan, V.M.Aroutiounian, V.G.Harutyunyan, O.Marquardt, E.P.O'Reilly.** Proc. Villa Conference on Energy, Materials and Nanotechnology (VCEMN-2011), April 21-2 5, 2011, Las Vegas, Nevada, USA, p.260.
18. **K.D.Moiseev, Ya.A.Parkhomenko, A.V.Ankudinov, E.V.Gushchina, M.P.Mikhailova, A.N.Titkov, Yu.P.Yakovlev.** Tech. Phys. Lett., **33**, 295 (2007).
19. **A.Krier, Z.Labadi, A.Hammiche.** J. Phys. D: Appl. Phys., **32**, 2587 (1999).

InAsSbP ՔԱՌԱԲԱՂԱԴՐԻՉ ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ ՄԻՋԻՆ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՏԻՐՈՒՅԹԻ ՖՈՏՈԸՆԴՈՒՆԻՉՆԵՐ

Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Կ.Մ. ՂԱՄԲԱՐՅԱՆ, Վ.Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,
Ի.Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Մ.Ս. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Հեղուկային էպիտաքսիայի կատարելագործված եղանակով InAs(100) տակդիրի վրա աճեցված են InAsSbP քառաբաղադրիչ քվանտային կետեր (ՔԿ): Ատոմաուժային մանրադիտակով ուսումնասիրված են ՔԿ-երի մորֆոլոգիան և խտություն բաշխումը: Դիտված է նանոկառուցվածքների Գաուսյան բաշխվածություն: ՔԿ-երը ունեն 23.1 նմ միջին տրամագիծ և բաշխվածության 6.9 նմ դիսպերսիա: Պատրաստված և ուսումնասիրված են InAs(100) տակդիրի հիման վրա ստեղծված առանց ՔԿ-երի և InAsSbP ՔԿ-երով միջին ինֆրակարմիր տիրույթի երկու ֆոտոընդունիչներ: Սենյակային ջերմաստիճանում չափված են ֆոտոընդունիչների ֆոտոարձագանքի սպեկտրները և դիտված է ՔԿ-երի վրա հիմնված ֆոտոընդունիչի ֆոտոարձագանքի սպեկտրի “կարմիր” շեղում: He-Ne լազերի ճառագայթման տակ ուսումնասիրված են ունակա-հաճախային բնութագրերը և դիմադրության հարաբերական փոփոխությունները:

MID-INFRARED PHOTODETECTORS BASED ON QUATERNARY InAsSbP NANOSTRUCTURES

V.M. AROUTIOUNIAN, K.M. GAMBARYAN, V.G. HARUTYUNYAN,
I.G. HARUTYUNYAN, M.S. KAZARYAN

Quaternary InAsSbP quantum dots (QDs) have been grown on InAs (100) substrate by a modified version of liquid-phase epitaxy. The morphology and distribution density of QDs were investigated by an atomic force microscope. A Gaussian distribution for the diameters of nanostructures was found. The QDs average diameter is equal to 23.1 nm with the dispersion of 6.9 nm. Two types of mid-infrared photodetectors made of InAs (100) substrate with and without InAsSbP QDs are prepared and investigated. Room-temperature measurements of the photoresponse spectra were performed. A red shift of the photoresponse spectrum for the QDs based structure was revealed. The capacitance–frequency characteristics and the resistance relative variation under irradiation of a He-Ne laser were investigated.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №3, с.201-206 (2012)

УДК 621.315

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛЕНОК ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ, ПОЛУЧЕННОГО НА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ *p*-ТИПА

Г.А. МЕЛИКДЖАНЯН, Х.С. МАРТИРОСЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 23 декабря 2011 г.)

Методом электрохимического анодирования на кремниевых подложках *p*-типа получены пленки пористого кремния и проанализированы зависимости пористости и толщины пленки от содержания в растворе HF, плотности протекающего тока и времени анодирования. Полученные экспериментальные данные аппроксимированы аналитическими выражениями для выявления режимов, при которых получаются пленки пористого кремния с требуемыми параметрами.

1. Введение

Пористый кремний (ПК) продолжает привлекать пристальное внимание исследователей до сих пор. После открытия Кенхемом эффективной фотолюминесценции в видимой области спектра оптического излучения [1] интерес к структуре ПК резко возрос. Наноразмерность ПК открывает широкие возможности для применения его в качестве нового материала для оптоэлектроники, наноэлектроники и других отраслей науки и техники [2-5].

Поверхность слоев ПК текстурирована – она имеет различные морфологические особенности – от кораллообразной структуры до четко определенной колоннообразной структуры [6], что приводит к увеличению эффективной поверхности до 1000 $см^2/см^3$ [7]. Это, в частности, открывает широкие возможности для их применения в качестве чувствительных слоев в газовых и биосенсорах, а также в кремниевых солнечных элементах (в качестве текстурированных антиотражающих покрытий) [8-12].

Пористый кремний в основном получается электрохимическим анодированием [7]. На процесс его получения влияют такие факторы, как pH электролита, потенциал, приложенный в процессе анодирования, конструкция электрохимической ячейки и т.д. Такие основные свойства пористого кремния, как пористость, толщина, диаметр пор и микроструктура зависят от режима анодирования, раствора, протекающего тока, а также от удельного сопротивления исходных кремниевых пластин. При изменении этих факторов, влияющих на основные свойства получаемых слоев ПК, микроструктура и пористость получаются разными.

Целью данной работы была разработка технологии получения слоев пористого кремния с требуемыми параметрами для дальнейшего использования этих пленок в качестве чувствительных слоев в биосенсоре глюкозы.

2. Методика эксперимента

Образцы пористого кремния были получены на подложках из монокристаллического кремния *p*-типа ($\rho = 46.8$ Ом/см) путем их электрохимического травления в растворе HF(50%):EtOH(96%). Морфология пленок ПК исследовалась с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Vega Tescan.

До начала процесса анодирования для очищения от поверхностных загрязнений кремниевые подложки кипятились в изопропиловом спирте в течение 5 мин, после чего для окончательной очистки поверхность подложек очищалась этиловым спиртом. Процесс получения слоев ПК проводился в фторопластовой электрохимической ячейке, в которой кремниевая подложка ставится на металлический диск и уплотняется при помощи кольца таким образом, что только передняя часть кремниевой подложки находится в контакте с электролитом. Протравленная поверхность подложки представляет собой окружность с радиусом 0.5 см. В качестве катода была использована платиновая пластина. Электрохимическое анодирование проводилось в гальваностатическом режиме при следующих параметрах процесса: соотношение компонентов раствора HF(50%): EtOH(96%) 1:2, 1:1, 2:1, 3:1 по объему, плотность тока анодирования варьировалась в пределах 40–80 мА/см^2, а время травления – от 4 до 8 минут. Для определения пористости и толщины слоев ПК образцы были протравлены в 3% KOH при комнатной температуре. Травление проводилось до полного удаления слоев ПК.

3. Результаты и их обсуждение

На рис.1 представлено СЭМ-изображение пленки ПК, полученной при следующем режиме анодирования: плотность протекающего тока 45 мА/см^2, время анодирования 4 мин, а раствор анодирования HF:EtOH 1:1. Из рисунка видно, что размеры кристаллитов кремния изменяются в пределах 65–85 нм.

После получения слоев ПК были оценены его пористость и толщина слоев. Пористость определяется как доля пустот в слое пористого кремния и может быть легко вычислена гравиметрическим методом (методом взвешивания) [7]. Для этого образцы взвешиваются до анодирования (m_1), после анодирования (m_2) и после снятия слоя пористого кремния в 3% KOH (m_3). Пористость определялась по следующей формуле:

$$P(\%) = \frac{m_1 - m_2}{m_1 - m_3} \times 100\%. \qquad (1)$$

Используя значения плотности кремния, можно найти толщину пленок пористого кремния:

$$d = \left(m_1 - m_3\right)/\rho S. \qquad (2)$$

где S – площадь протравленной поверхности, ρ – плотность кремния.

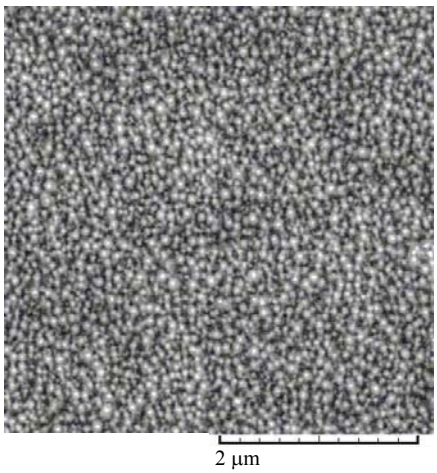

Рис.1. СЭМ-изображение пленки пористого кремния.

Результаты измерений показали, что пористость образцов варьируется в пределах 37–55%, а толщина пленок изменяется от 20 до 45 мкм (рис.2 и 3).

На основе этих данных с помощью программы Mathematica 7 были построены аппроксимирующие кривые, которые дают возможность оценить, какие параметры будут получены при выборе определенных параметров электрохимической анодизации. Полученные результаты показаны на рис.2 и 3 (сплошные кривые).

Из рис.2 видно, что пористость растет с ростом, соответственно, времени анодизации (сравнительно слабо) и плотности тока (сильнее). Из рис.2в следует, что пористость резко уменьшается с возрастанием концентрации HF в растворе. Функции аппроксимирующих кривых зависимости пористости от времени анодирования, плотности тока и концентрации HF в растворе имеют, соответственно, следующий вид: а) $P(\%) = 34.9 + 0.528t + 0.00036t^5$, б) $P(\%) = \quad = 4.72 + 4.84J_s - 2.75J_s^{1.1}$, в) $P(\%) = 59.4 - 0.073n^{1.9}$, где t – длительность процесса анодирования (в минутах), J_s – плотность протекающего тока во время процесса анодирования (в мА/см^2), а n – концентрация HF в растворе для анодирования (в %).

Толщина пленки (рис.3) растет с ростом времени анодирования и плотности тока, причем, если наблюдается примерно линейный рост толщины пленки со временем, то начиная с некоторой критической плотности тока, толщина пленки резко растет. Функции аппроксимирующих кривых зависимости толщины пленки от, соответственно, времени анодирования и плотности тока имеют следующий вид: а) $d = 12.6 + 1.22t + 0.19t^2$, б) $d = 25.3 + 0.03J_s + 5\times10^{-17}J_s^9$.

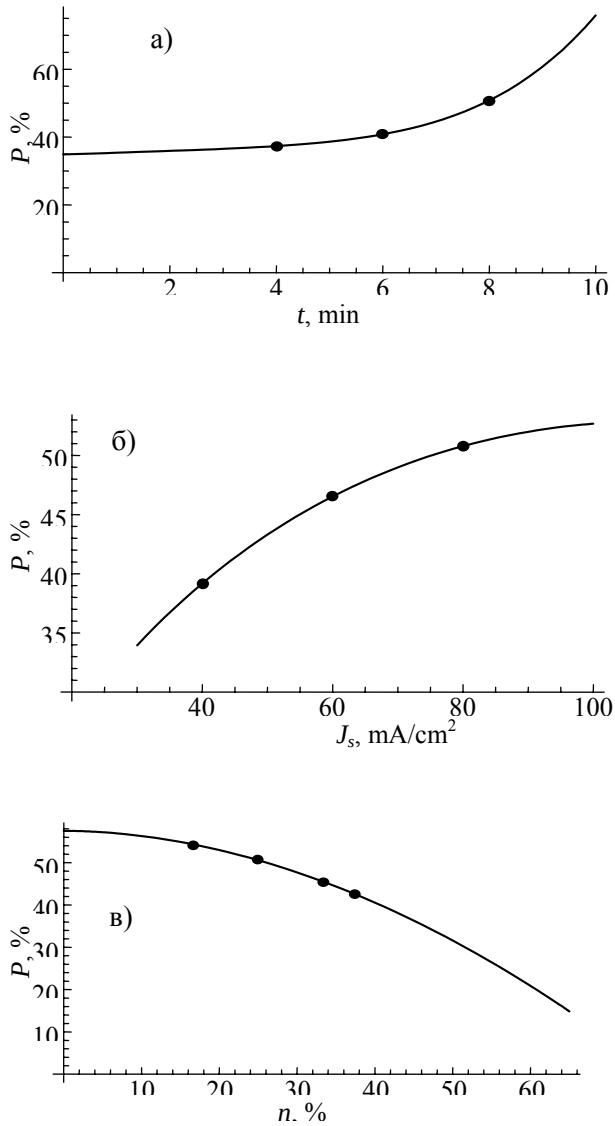

Рис.2. Зависимость пористости образцов от а) времени анодирования, б) плотности тока, в) концентрации HF в растворе. Точки соответствуют экспериментальным данным, а кривые получены аппроксимацией при помощи программы Mathematica 7.

Закономерность зависимости толщины пленки от концентрации HF в растворе не выявлена. Можно только предположить, что толщина пленки от данного параметра почти не зависит.

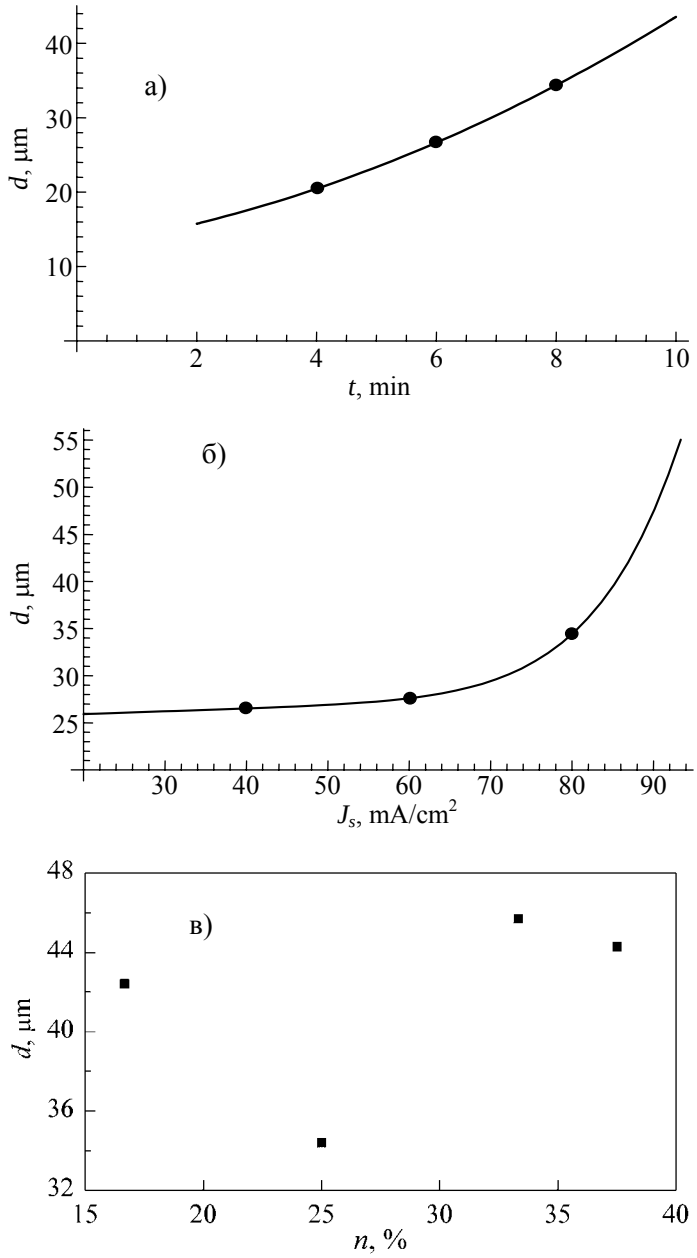

Рис.3. Зависимость толщины пленки пористого кремния от а) времени анодирования, б) плотности тока, в) концентрации HF в растворе. Точки соответствуют экспериментальным данным, а кривые получены аппроксимированием при помощи программы Mathematica 7.

4. Заключение

Методом электрохимического анодирования получены пленки пористого кремния и исследованы зависимости параметров этих слоев от содержания в растворе HF, плотности протекающего тока и времени анодирования. Для обра-

ботки полученных экспериментальных кривых и их аппроксимации соответствующими аналитическими выражениями использована программа Mathematica 7. Эти результаты могут быть использованы при поиске структур пористого кремния для создания высокочувствительных и селективных био- и газовых сенсоров.

Авторы выражают благодарность академику В.М. Арутюняну за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **L.T.Canham.** Appl. Phys. Lett., **57**, 1046 (1990).
2. **A.Rosi, G.Amato, V.Camarchia, et al.** Appl. Phys. Lett., **78**, 3003 (2001).
3. **R.Hérino.** Mater. Sci. Eng. B, **69-70**, 70 (2000).
4. **J.Diener, N.Kunzner, D.Kovalev, E.Gross, et al.** Appl. Phys. Lett., **78**, 3887 (2001).
5. **G.Amato, L.Boarino, A.M.Rossi, et al.** Mater. Sci. Eng. B, **69-70**, 48 (2000).
6. **С.П.Зимин.** ФТП, **34**, 359 (2000).
7. **O.Bisi. S.Ossicini, L.Pavesi.** Surf. Sci. Rep., **38**, 1 (2000).
8. **V.M.Aroutiounian, Kh.S.Martirosyan, P.Soukiassian.** J. Phys. D: Appl. Phys., **37**, L25 (2004).
9. **V.M.Aroutiounian, Kh.S.Martirosyan, A.S.Hovhannisyan.** SPIE, Optics and Photonics, **6327**, 6327OT1 (2006).
10. **V.E.Galstyan, Kh.S.Martirosyan, V.M.Aroutiounian, V.M.Arakelyan, A.H.Arakelyan, P.G.Soukiassian.** Thin Solid Films, **517**, 239 (2008).
11. **V.Aroutiounian, V.Arakelyan, V.Galstyan, K.Martirosyan, P.Soukiassian.** IEEE Sens. J., **9**, 9 (2009).
12. **A.S.Hovhannisyan, V.M.Aroutiounian, Kh.S.Martirosyan, V.E.Galstyan.** Armenian J. Phys., **1**, 38 (2008).

ՄՈՆՈԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ *p*-ՏԻՊԻ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՎՐԱ ՍՏԱՑՎԱԾ ԾԱԿՈՏԿԵՆ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆ

Գ.Ա. ՄԵԼԻՔՋԱՆՅԱՆ, Խ.Ս. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Էլեկտրաքիմիական անոդավորման մեթոդով *p*-տիպի սիլիցիումային տակդիրի վրա ստացված են ծակոտկեն սիլիցիումի թաղանթներ և ուսումնասիրված են ծակոտկենության և թաղանթի հաստության կախվածությունը լուծույթում HF-ի պարունակությունից, անոդավորման հոսանքի խտությունից և անոդավորման ժամանակից: Ստացված փորձնական տվյալները մոտարկված են անալիտիկ արտահայտություններով նախընտրելի պարամետրերով ծակոտկեն սիլիցիումի թաղանթների ստացման համար:

ANALYSIS OF CHARACTERISTICS OF POROUS SILICON FILMS OBTAINED ON THE *p*-TYPE SINGLE-CRYTSAL SILICON

G.A. MELIKJANYAN, Kh.S. MARTIROSYAN

Porous silicon films on p-type silicon substrate with different porosity and thickness have been obtained by electrochemical anodization method. Dependences of porosity and thickness of the films on the content of HF in solution, anodization current density and anodization time were analyzed. The obtained experimental results are approximated by analytical expressions for revealing the regimes at which porous silicon films with desired parameters can be produced.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №3, с.207-214 (2012)

УДК 537.311

Vis-NIR ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНОК АМОРФНОГО ГЕРМАНИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ a-Ge/p-Si, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИМПУЛЬСНОГО ОСАЖДЕНИЯ

К.Э. АВДЖЯН, Л.А. МАТЕВОСЯН, А.Ю. МКРТЧЯН, А.М. ХАЧАТРЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 27 декабря 2011 г.)

Исследованы оптические свойства пленок аморфного германия a-Ge (подложка – стекло) и электрические свойства гетероструктуры a-Ge/*p*-Si, полученных методом лазерно-импульсного осаждения. Показано, что оптические свойства пленок a-Ge хорошо объясняются моделью Тауца для аморфного полупроводника. Установлена зависимость оптической щели пленок a-Ge от их толщины. При прямых смещениях ВАХ гетероструктуры a-Ge/*p*-Si удовлетворительно аппроксимируется соотношением для плотности тока $J = CV^m$, где m меняется от 1.45 до 1.95 в зависимости от приложенного прямого смещения и от толщины пленки a-Ge. Для гетероструктуры a-Ge/*p*-Si (толщина пленки a-Ge – 400 нм) наблюдается почти квадратичная зависимость плотности тока, что указывает на преобладание тока, ограниченного объемным зарядом.

1. Введение

Пленки аморфных полупроводников и структур на их основе имеют большое практическое применение в качестве оптических и фотоэлектрических материалов. Преимуществом аморфных полупроводников является простота их получения в совокупности с более широкой материальной базой и большими площадями их нанесения. Перспективы практического применения стимулировали большое количество экспериментальных работ по исследованию физических свойств аморфных полупроводников. Среди этих исследований значительное место занимают работы по аморфному германию и кремнию, полученных в основном равновесными методами осаждения (испарение в вакууме, электронно-лучевое осаждение и т.д.) на различных подложках [1-3]. Из этих работ стало ясно, что свойства аморфных пленок являются структурно чувствительными и существует четкая взаимосвязь: технология получения – структура – свойства. Эти работы позволили разделить “собственные” и “несобственные” свойства аморфных материалов и ввести, по аналогии с кристаллическими полупроводниками, понятие “идеального” аморфного материала [4]. Исследования физических свойств аморфных пленок в зависимости от технологических условий получения важны также и с физической точки зрения, так как позволяют определить условия получения пленок, близких по свойствам к “идеальному” аморф-

ному состоянию, исследование которых облегчает разработку теоретических представлений об аморфном состоянии в целом.

Применение гетероструктур аморфный полупроводник/кристаллический кремний (c-Si) позволяет совместить высокую эффективность c-Si с низкой стоимостью получения аморфного полупроводника. Однако практическая реализация приборов на их основе затруднена из-за того, что существует широкий набор параметров, чувствительных к технологии получения аморфных пленок (ширина щели подвижности, плотность состояний дефектов и т.д.) и отсутствуют ясные представления о закономерностях формирования гетероструктур аморфный/кристаллический полупроводник.

Развитие электроники стимулирует также изучение возможностей получения аморфных пленок полупроводников и структур на их основе в нетривиальных условиях, к которым относятся, в частности, резко неравновесные условия роста пленок, достигаемые при методе лазерно-импульсного осаждения [5,6].

В данной работе приведены результаты исследования оптических характеристик аморфных пленок германия (подложка – стекло) и электрических свойств гетероструктуры (ГС) a-Ge/*p*-Si, полученных при комнатной температуре методом вакуумного лазерно-импульсного осаждения из чистой германиевой мишени.

2. Методика эксперимента

Пленки a-Ge (толщина 25–450 нм) получены на стеклянных и кремниевых подложках *p*-типа (заводская обработка, $\rho > 10^4$ Ом см) при комнатной температуре методом вакуумного (3×10^{-6} мм рт. ст.) лазерно-импульсного (длина волны 1.064 мкм, длительность импульса 30 нс, энергия 3 Дж и интенсивность в зоне облучения мишени $\sim10^9$ Вт/см^2) осаждения из чистой Ge мишени. Отбор кремниевых пластин (естественный окисел не более 3–4 нм) был проведен на тонкопленочной измерительной системе Filmetrics F20. После этого как кремниевые, так и стеклянные подложки обезжиривались в чистом ацетоне, промывались в бидистиллированой воде и сушились под струей сжатого воздуха. Кратковременный (20–30 мин) отжиг подложек был произведен при температуре 100°C и при вакууме 3×10^{-6} мм рт. ст. до осаждения слоев Ge. Низкоомные контакты к ГС a-Ge/*p*-Si получались лазерным осаждением индия (интенсивность в зоне облучения мишени $\sim10^9$ Вт/см^2). Кристаллическая структура пленок исследовалась методом дифракции электронов высокой энергии в режиме отражения (ускоряющее напряжение – 75 кВ) на электронографе ЭМР-100М. Толщина пленок a-Ge измерялась методом оптической интерференции. На спектрометре Filmetrics F20 (диапазон длин волн 400–1000 нм) были проведены независимые измерения коэффициентов пропускания (T) и отражения (R). Частотная зависимость коэффициента поглощения слоев a-Ge определялась на основе этих данных. Электрические свойства ГС a-Ge/*p*-Si изучались по темновой вольт-амперной характеристике (ВАХ), измеренной при комнатной температуре.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

3.1. Характеристика процесса лазерно-импульсного осаждения

Характер взаимодействия лазерного излучения с поверхностью мишени, зависящий от плотности потока энергии, длительности и длины волны излучения, полностью определяет физическое состояние разлетающихся в вакууме частиц: энергетический спектр, диаграмму разлета и их количество. При использовании наносекундных (~3×10^{-8} с) лазеров с длиной волны излучения 1.06 мкм и интенсивностью в зоне облучения мишени 10^8–10^{10} Вт/см^2, процесс осаждения характеризуется наличием плотного (10^{13}–10^{14} атом/см^2 за импульс) потока частиц, большая доля которых находится в ионизированном состоянии (плотная лазерная плазма). В этом случае осаждение пленок происходит в весьма неравновесных условиях. Короткое же время осаждения (~10^{-6} сек) обеспечивает большую чистоту полученных наноразмерных структур при сравнительно невысоком вакууме. В случае лазерного осаждения импульсами наносекундной длительности имеют место скорости осаждения ~1–2 нм за импульс. Такая толщина соответствует поступлению на 1 см^2 ~10^{15} атомов осаждаемого вещества. При вакууме 3×10^{-6} мм рт. ст., за время поступления конденсата ~10^{-6} сек, подложка подвергается бомбардировке молекулами остаточного газа интенсивностью ~10^9 см$^{-2}$. Максимальное содержание примесей, обусловленных остаточными газами, в этом случае будет 10^9 атомов в пленке с площадью 1 см^2 и толщиной в 1–2 нм. В процентном отношении такое количество атомов остаточного газа составляет 10^{-4}% атомов основного вещества, что равносильно условиям осаждения вакуума 10^{-11} мм рт. ст. и скорости роста 0.1–1 нм/сек, которые типичны для метода молекулярно-лучевой эпитаксии и являются предельно чистыми условиями вакуумного осаждения.

Пленки a-Ge и ГС a-Ge/*p*-Si нами были изготовлены в неравновесных и чистых условиях процесса вакуумного осаждения в соответствии с вышесказанным.

3.2. Структура и оптические характеристики пленок a-Ge

Из электронно-дифракционных исследований установлено, что пленки германия, осажденные при комнатной температуре как на кремниевой, так и на стеклянной подложке, имеют аморфную структуру вне зависимости от их толщины.

Оптические свойства осажденных на стеклянные подложки пленок a-Ge (толщина 25–450 нм) исследовались в диапазоне длин волн 400–1000 нм (Vis-NIR) (при меньших толщинах увеличивается погрешность эксперимента из-за слабого поглощения). Проведены независимые измерения T и R при нормальном падении света. На рис.1 показана частотная зависимость поглощения ($A = 1 - R - T$) пленок a-Ge для различных толщин. Частотная зависимость коэффициента поглощения (α) определена с помощью известной формулы $T = (1-R)^2 e^{-\alpha d} \Big/ \left(1 - R^2 e^{-2\alpha d}\right)$ [7].

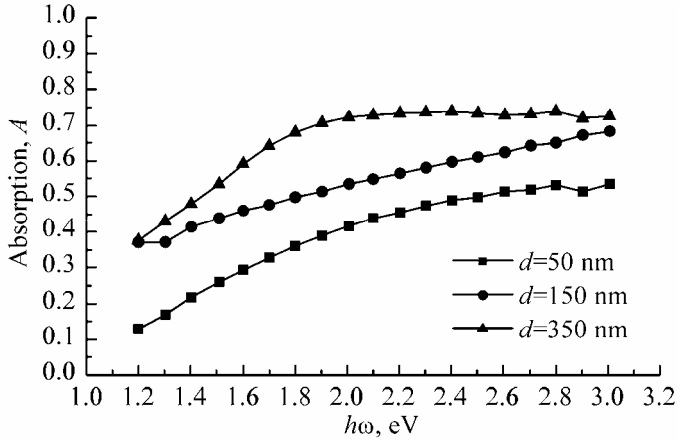

Рис.1. Частотная зависимость поглощения ($A = 1 - R - T$) пленок a-Ge для различных толщин.

Оптические свойства как аморфных, так и кристаллических полупроводников могут быть полностью выведены из общего одноэлектронного выражения для мнимой части диэлектрической проницаемости $\varepsilon_2(\omega)$ [4]. В кристалле поведение $\varepsilon_2(\omega)$ определяется требованием сохранения импульса в оптических переходах. Характерной же для аморфных полупроводников особенностью, обусловленной нарушением правила сохранения импульса, является квадратичная зависимость края поглощения от энергии фотонов.

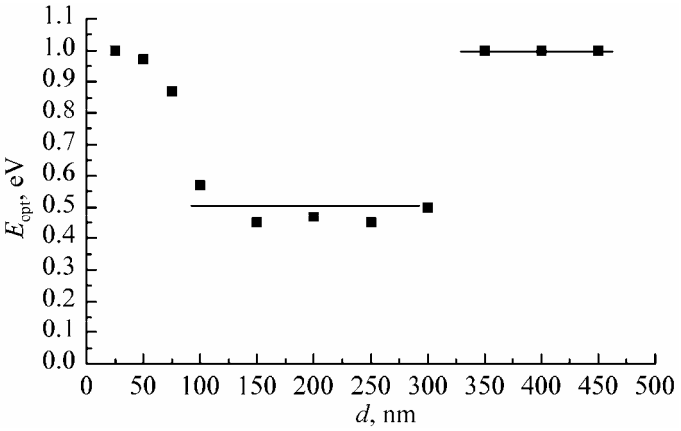

Рис.2. Зависимость оптической ширины “запрещенной” зоны пленок a-Ge от толщины.

Оптические свойства полностью координированного (изотропного) вещества впервые были проанализированы Тауцом и др [8]. В предположении параболичности зон, частотная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости $\varepsilon_2(\omega)$ для изотропной аморфной среды принимает следующий вид: $\omega^2 \varepsilon_2(\omega) = B\left(h\omega - E_{\text{opt}}\right)^2$, где E_{opt} есть разность края подвижности валентной

зоны и зоны проводимости (оптическая щель по Тауцу). Используя понятия коэффициента преломления (n) и экстинкции (k), вводимые при взаимодействии электромагнитной волны с изотропной средой, а также соотношения, связывающие различные оптические функции: $\varepsilon_2 = 2nk$, $\alpha = 4\pi k/\lambda$, и учитывая полученные нами экспериментальные данные для α, были вычислены частотные зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости $\varepsilon_2(\omega)$. Из графических зависимостей $\left(\omega^2\varepsilon_2(\omega)\right)^{1/2}$ от $h\omega$ найдена оптическая щель по Тауцу – (E_{opt}). На рис.2 представлена зависимость оптической ширины "запрещенной" зоны пленок a-Ge от толщины.

Из рис.2 видно, что имеются две области, где E_{opt} не зависит от толщины пленок. Наличие высокой концентрации локализованных состояний в "запрещенной" зоне несет ответственность за низкое значение E_{opt} для толщин 100–300 нм. Более толстые пленки характеризуются более однородной сетью связей Ge, что сводит к минимуму количество дефектов и локализованные состояния в "запрещенной" зоне (почти "идеальное" аморфное состояние). При

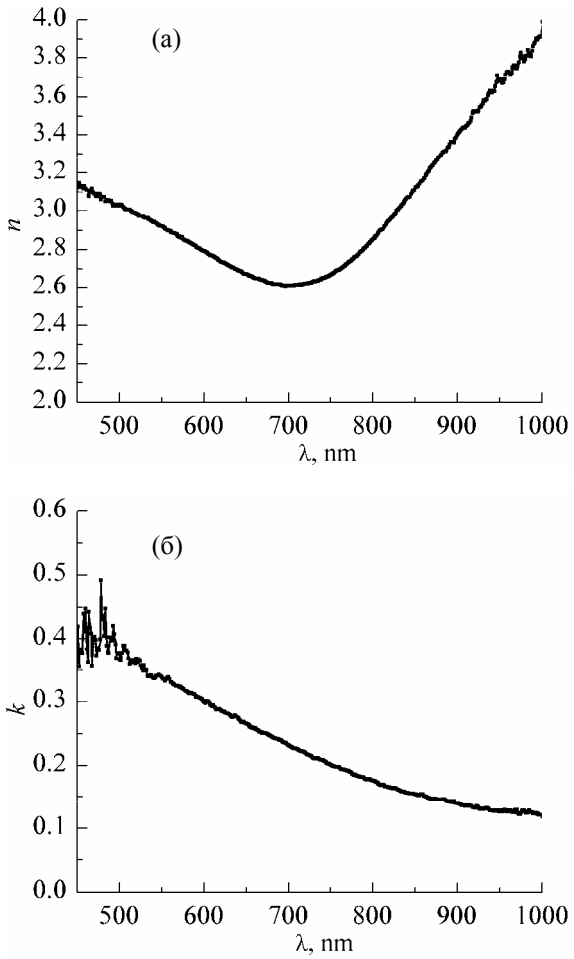

Рис.3. Дисперсия n (а) и k (б) для пленки a-Ge толщиной 400 нм.

уменьшении толщины пленки (<100 нм) наблюдается увеличение E_{opt}, что объясняется увеличением влияния естественного окисления пленок. Полученный нами результат для толщин 350–450 нм находится в согласии с работой Тауца и др. ($E_{opt} \sim 0.9$ эВ) [8], где пленки a-Ge были получены в равновесных условиях роста. На рис.3 приведены зависимости от длины волны вычисленных n и k для пленки a-Ge толщиной 400 нм.

3.3. Электрические свойства гетероструктуры a-Ge/*p*-Si

Электрические свойства ГС a-Ge/*p*-Si изучены по статической темновой ВАХ, измеренной при комнатной температуре. На рис.4 приведены зависимости логарифма плотности тока ($\ln J$) от приложенного внешнего смещения для ГС a-Ge/*p*-Si при различных толщинах пленок a-Ge. Толщины пленок a-Ge при изготовлении ГС a-Ge/*p*-S были выбраны, исходя из толщинной зависимости оптической щели пленок a-Ge (рис.2).

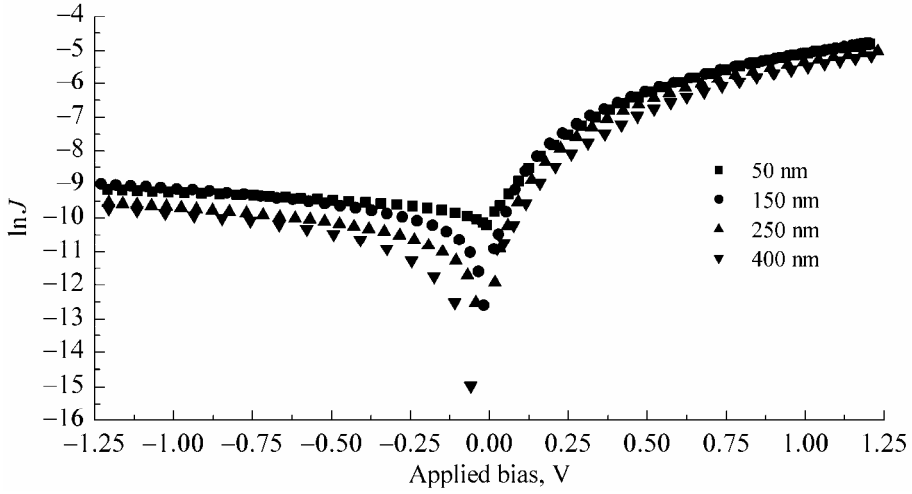

Рис.4. Зависимость логарифма плотности тока (в единицах А/см^2) от приложенного внешнего смещения для ГС a-Ge/p-Si при различных толщинах пленок a-Ge.

Изготовленные нами структуры, вне зависимости от толщины пленок a-Ge, обладали выпрямляющими свойствами, с коэффициентом выпрямления q (отношение прямого тока к обратному) порядка 70 при 1 В. ВАХ переходов при прямых (+ на *p*-Si) смещениях удовлетворительно аппроксимируется соотношением для плотности тока $J = CV^m$, где m меняется от 1.45 до 1.95 в зависимости от приложенного прямого смещения и от толщины пленки. В табл.1 приведены основные электрические характеристики ГС a-Ge/*p*-Si.

Почти квадратичный закон ($m = 1.95$) зависимости плотности тока от прямого смещения для ГС a-Ge/*p*-Si с толщиной пленки a-Ge 400 нм указывает на преобладание тока, ограниченного объемным зарядом, что является следст-

вием уменьшения количества дефектов и локализованных состояний в “запрещенной” зоне a-Ge при увеличении толщины пленки. Отклонение от квадратичного закона плотности тока для ГС a-Ge/*p*-Si при толщинах пленки a-Ge 150 нм и 250 нм связано с наличием высокой концентрации локализованных состояний в “запрещенной” зоне германия, обусловленной оборванными связями. При толщине пленки a-Ge 50 нм токоперенос через ГС a-Ge/*p*-Si можно объяснить неконтролируемым естественным окислением, которое захватывает большую часть объема пленки. Подобное объяснение прямых ВАХ ГС a-Ge/*p*-Si согласуется с толщинной зависимостью E_{opt} для пленок a-Ge (рис.2).

Табл.1. Электрические характеристики ГС a-Ge/*p*-Si.

Толщина пленки a-Ge, нм	Прямое смещение, В	C, 10^{-3}	m	q (1В)	Плотность тока при 1 В (обратное смещение), 10^{-5} А/см^2
50	0.1–0.3	4.1	1.45	64	9.63
	0.35–0.85	6.3	1.8		
	0.9–1.2	6	1.45		
150	0.075–1.2	6.3	1.65	58	10.75
250	0.075–1.2	4.8	1.7	80	6.25
400	0.075–1.2	4.1	1.95	78	5.25

4. Заключение

На основе экспериментальных исследований оптических свойств пленок a-Ge и ВАХ ГС a-Ge/*p*-Si, полученных вакуумным лазерным осаждением германия, установлено следующее.

1. Оптические свойства пленок a-Ge в диапазоне длин волн 400–1000 нм объясняются моделью Тауца для аморфного полупроводника.
2. Наблюдается толщинная зависимость оптической ширины “запрещенной” зоны пленок a-Ge.
3. При прямых смещениях ВАХ гетероструктуры a-Ge/*p*-Si удовлетворительно аппроксимируется соотношением для плотности тока $J = CV^m$.
4. Объяснение прямых ВАХ ГС a-Ge/p-Si согласуется с толщинной зависимостью E_{opt} для пленок a-Ge.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.H.Clark.** Phys. Rev., **154,** 750 (1967).
2. **K.L.Chopra, S.K.Bahl.** Phys. Rev. B, **1,** 2545 (1970).
3. **E.S.M.Goh, T.P.Chen, et al.** J. Appl. Phys., **107,** 02435 (2010). doi:10.1063/1.3291103
4. **M.H.Brodsky.** Amorphous Semiconductors. Berlin, New York, Springer-Verlag, 1979.
5. **Yu.A.Bityurin, S.V.Gaponov, et al.** Sov. Electronnaja Promishlennost, **5-6**, 110 (1981).
6. **J.C.Miller.** Laser Ablation – Principles and Applications, Springer-Verlag, Berlin, 1994.
7. **R.K.Willardson, A.C.Beer.** Semiconductors and Semimetals, New York, London, Academic Press, 1967.
8. **J.Tauc, et al.** Phys. Stat. Sol., **15**, 627 (1966).

ԼԱԶԵՐԱ-ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ՓՈՇԵՆՍՏԵՑՄԱՆ ՄԵԹՈԴՈՎ ՍՏԱՑՎԱԾ ԱՄՈՐՖ ԳԵՐՄԱՆԻՈՒՄԻ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ Vis-NIR ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԸ ԵՎ a-Ge/p-Si ՀԵՏԵՐԱԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Կ.Է. ԱՎՋՅԱՆ, Լ.Ա. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ, Ա.Յու. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ա.Մ.ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված են լազերա-իմպուլսային փոշենստեցման մեթոդով ստացված a-Ge թաղանթների (հարթակը ապակի) օպտիկական և a-Ge/p-Si հետերոկառուցվածքի էլեկտրական հատկությունները: Ցույց է տրված, որ a-Ge թաղանթների օպտիկական հատկությունները լավ բացատրվում են Տաուցի՝ ամորֆ կիսահաղորդիչների մոդելով: Ստացված է ամորֆ Ge օպտիկական ճեղքի լայնության կախվածությունը թաղանթի հաստությունից: Ուղիղ շեղում-ների դեպքում a-Ge/p-Si հետերոկառուցվածքի վոլտ-ամպերային բնութագիրը մեծ ճշտությամբ մոտարկվում է հոսանքի խտության $J = CV^m$ առնչությամբ, որտեղ m փոփոխվում է 1.45–1.95 տիրույթում կախված կիրառված լարումից և a-Ge թաղանթի հաստությունից: Նշված հետերոկառուցվածքի (a-Ge թաղանթի հաստությունը՝ 400 նմ) համար դիտվել է հոսանքի խտության գրեթե քառակուսային կախում, ինչը պայմանավորված է սահմանափակ ծավալային լիցքերի հոսանքի գերակշռումով:

Vis-NIR CHARACTERISTICS OF AMORPHOUS GERMANIUM FILMS AND ELECTRICAL PROPERTIES OF a-Ge/p-Si HETEROSTRUCTURE OBTAINED BY PULSED-LASER DEPOSITION METHOD

K.E. AVJYAN, L.A. MATEVOSYAN, A.Yu. MKRTCHYAN, A.M. KHACHATRYAN

Optical properties of a-Ge films (glass substrate) and electrical properties of the a-Ge/*p*-Si heterostructure obtained by the pulsed-laser deposition method have been studied. It is shown that optical properties of a-Ge films can be well explained by the Tauc model for amorphous semiconductor. The dependence of optical gap on the film thickness is obtained for a-Ge films. Forward bias current–voltage characteristics of the heterostructure a-Ge/*p*-Si is satisfactorily approximated by the relation for current density $J = CV^m$, where m varies from 1.45 to 1.95 depending on the applied forward bias and a-Ge film thickness. Also, for the mentioned heterostructure (a-Ge film thickness is 400 nm) nearly quadratic dependence of the current density is observed, which indicates the predominance of the space-charge-limited current.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №3, с.215-219 (2012)

УДК 669.017

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ СОЕДИНЕНИЙ В СИСТЕМЕ $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$

Э.В. АГАБАБЯН, Н.П. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 21 октября 2011 г.)

Исследована намагниченность магнитоупорядоченных соединений в системе $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ с частичным замещением атомов Gd изовалентными атомами Dy. Из температурных и полевых зависимостей намагниченности сплавов $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ с x = 0–2.0 определены изменения магнитной части энтропии (ΔS_M) сплавов. Установлено, что значения ΔS_M достигают максимального значения при различных температурах, находящихся в линейной зависимости от концентрации Dy в соединении, и по величине сопоставимы с $\Delta S_M^{\max}$ в $Gd_5Si_2Ge_2$. Полученные данные позволяют заключить, что вышеуказанные соединения имеют высокий магнитокалорический эффект и перспективны для использования их в качестве комбинированного рабочего тела для магнитных рефрижераторов, работающих в интервале температур 200–270 K.

1. Введение

Магнитокалорический эффект (МКЭ) в течение долгого времени если и находил практическое применение, то только в холодильных циклах, осуществляемых в области очень низких температур ($T < 1$ K). Благодаря обнаружению значительных величин калорических эффектов в области фазовых переходов типа порядок–беспорядок, методы охлаждения на основе МКЭ в настоящее время рассматриваются в качестве конкурентноспособных в широком интервале температур, как ниже, так и выше комнатной температуры, по отношению к традиционным методам, в основе которых лежат, например, газовые и термоэлектрические циклы [1,2].

МКЭ в магнитоупорядоченных материалах (ферро- и антиферромагнетиках) обусловлен максимальным изменением магнитной части энтропии ($\Delta S_M^{\max}$) рабочего тела, возникающего при изменении внешнего магнитного поля в рабочем диапазоне температур. Известно, что максимум величины ΔS_M для ферромагнетиков достигается в окрестности температуры перехода ферромагнетизм–парамагнетизм. Следовательно, точка Кюри (T_C) материалов, из которых изготовлено рабочее тело холодильника, работающего, например, в области комнатных температур, должна лежать в интервале $T_C = 273 - 293$ K. Данными свойствами обладают сплавы тяжелых редкоземельных металлов на основе гадолиния [3-5].

В работе [6] показано, что эффективным магнитокалорическим материалом, по сравнению с Gd, является соединение $Gd_5Si_2Ge_2$ с гигантским МКЭ при $T_C = 262$ K. Отметим, что $\Delta S_M^{\max}$ вышеуказанного соединения значительно превышает $\Delta S_M^{\max}$ в Gd. Так, например, в магнитном поле 0–1.0 Т $\Delta S_M^{\max}$ в Gd ($T_C =$ 293 K) составляет 3.2 Дж/кгК, в то время как в $Gd_5Si_2Ge_2$ – 8.1 Дж/кгК. Использование только чистого $Gd_5Si_2Ge_2$ в качестве хладагента в области температур $T < 262$ K недостаточно эффективно, так как максимум температурной зависимости $\Delta S_M^{\max}(T)$ должен находиться в интервале температур ниже точки Кюри вышеуказанного соединения. Отметим, что Dy имеет температуру фазового перехода антиферромагнетизм–парамагнетизм, равную 180 K, и частичное замещение атомов Gd атомами Dy, ион которого обладает большим магнитным моментом ($\mu_{Gd^{3+}} = 7.94\mu_B$, $\mu_{Dy^{3+}} = 10.6\mu_B$), должно обуславливать увеличение суммарного магнитного момента рабочего тела и большую эффективность холодильной машины.

Целью настоящей работы было изучение соединений $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ для создания комбинированного хладагента, перспективного в широкой области температур (200–270 K). В литературе сведения по данному вопросу отсутствуют. Для выбора эффективного хладагента нами была изучена намагниченность соединений в системе $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ с $x = 0.5,\ 1.0,\ 1.5$ и 2.0 и определены, в рамках термодинамической теории магнетиков, величины скачков магнитной части энтропии.

Наиболее простым методом определения скачка ΔS_M является расчет, исходящий из известных полевых и температурных зависимостей намагниченности данного соединения. При этом МКЭ определяется на основании уравнения Максвелла [7]

$$\left(\partial S_M/\partial H\right)_T = \left(\partial M/\partial T\right)_H,$$

откуда можно вычислить изотермическое изменение энтропии в исследуемом интервале магнитного поля:

$$\Delta S_M = \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{H'} dH'. \qquad (1)$$

Так как намагниченность измеряется при дискретных значениях магнитного поля, то выражение (1) может быть аппроксимировано формулой [8]

$$\Delta S_M = \sum_i \frac{1}{T_{i+1} - T_i}\left(M_i - M_{i+1}\right)\Delta H_i, \qquad (2)$$

где M_i и M_{i+1} – значения намагниченностей, измеренные в полях H при температурах T_i и T_{i+1}, соответственно.

2. Методика эксперимента

Поликристаллические образцы соединений $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ с $x = 0,\ 0.5,$ 1.0, 1.5 и 2.0 были синтезированы в индукционной печи и рентгенографически идентифицированы на дифрактометре ДРОН-2 по методике, описанной в [9].

Отметим лишь, что все соединения кристаллизуются в моноклинную структуру (пространственная группа $P112_1/a$), свидетельствующую о том, что замещение ионов Gd^{3+} ионами Dy^{3+} не нарушает эквивалентности их состояний в кристаллической решетке.

Намагниченность соединений измерялась методом Фонера [10] путем регистрации э.д.с. разбаланса, возникающей в системе из двух измерительных катушек, включенных навстречу друг другу при вибрировании образца в однородном магнитом поле. Вибратором служил акустический динамик, подключенный к генератору низкочастотных колебаний.

Измерения намагниченности образцов проводились в постоянном магнитном поле, которое менялось в пределах 0–1.0 Т. Температура образцов варьировалась в интервале 200–300 К.

3. Результаты и их обсуждение

На рис.1 приведены изотермы намагниченности образцов $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ с $x = 0,\ 0.5, 1.0, 1.5$ и 2.0, измеренные в интервале магнитного поля 0–1.0 Т.

На кривых $M(T)$ наблюдается резкий спад в области температуры фазового перехода, что свидетельствует о типичном ферромагнитном поведении исследуемых соединений.

Для определения численных значений производной по температуре от намагниченности при постоянном магнитном поле, использовались кривые $M(T)$. В соответствии с формулой (2) суммирование по магнитному полю производилось с помощью серии кривых полевой зависимости намагниченности $M(H)$ при постоянных температурах.

Результаты расчета температурной зависимости изменения магнитной части энтропии для различных сплавов представлены на рис.2.

Табл.1. Состав, температура Кюри и $\Delta S_M^{\max}$ исследованных соединений.

Состав	T_C, К	$\Delta S_M^{\max}$, Дж/кгК
$Gd_5Si_2Ge_2$	262	8.1
$Gd_{4.5}Dy_{0.5}Si_2Ge_2$	252	7.7
$Gd_4Dy_1Si_2Ge_2$	243	7.5
$Gd_{3.5}Dy_{1.5}Si_2Ge_2$	231	7.6
$Gd_3Dy_2Si_2Ge_2$	220	7.5

Из вида кривых $\Delta S_M(T)$ следует, во-первых, что значения ΔS_M достигают максимального значения при различных температурах, находящихся в линейной зависимости от концентрации Dy, в соединении, и, во-вторых, имеют сопоставимые с $\Delta S_M^{\max}$ в $Gd_5Si_2Ge_2$ значения. Как отмечалось выше, ΔS_M достигает максимального значения в точке Кюри. В табл.1 представлены данные по $\Delta S_M^{\max}$ и T_C исследованных сплавов.

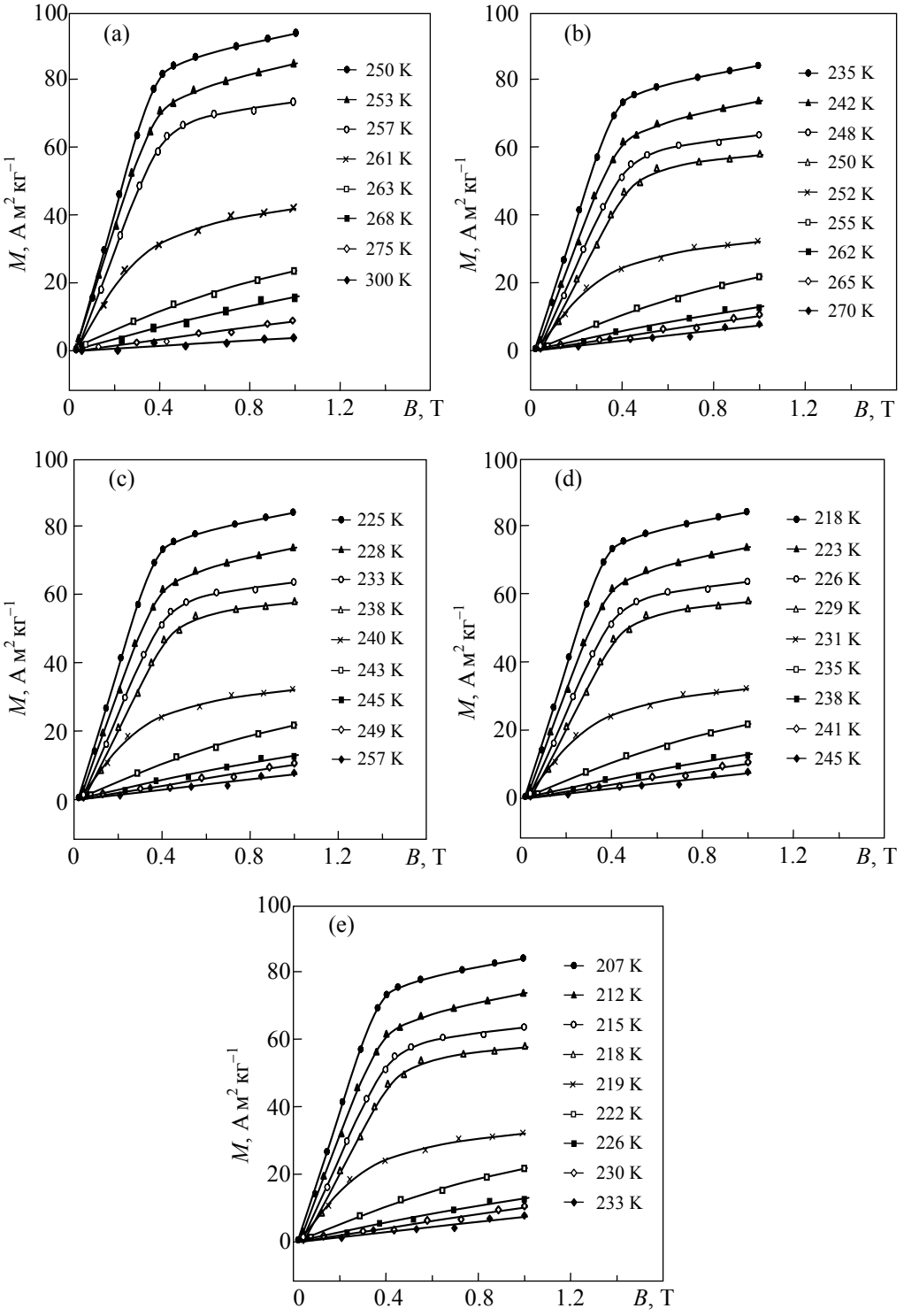

Рис.1. Изотермы кривых намагниченности соединений $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ с $x = 0$ (a), 0.5 (b), 1.0 (c), 1.5 (d) и 2.0 (e), измеренные при температурах в окрестности T_C в магнитном поле 0–1.0 T.

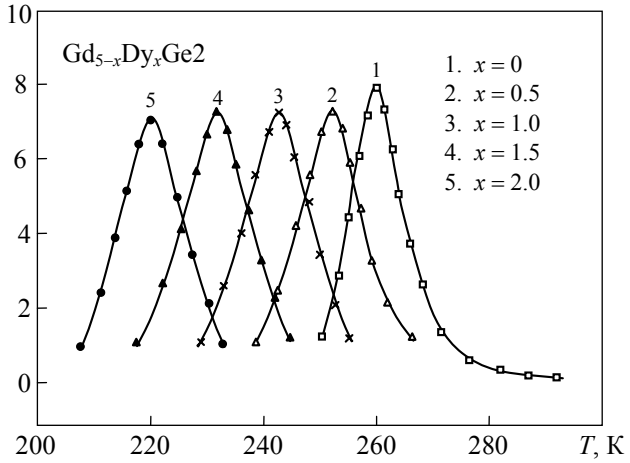

Рис.2. Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии $\Delta S_M(T)$ в магнитных полях 0–1.0 Т для соединений $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ с x = 0, 0.5, 1.0, 1.5 и 2.0.

Как видно, вышеуказанные соединения обладают высоким магнитокалорическим эффектом и перспективны для использования их в качестве комбинированного хладагента для магнитных рефрижераторов, работающих в интервале температур 200–270 K.

ЛИТЕРАТУРА

1. **V.K.Pecharsky, K.A.Gschneidner.** J. Magn. Magn. Mater., **200**, 44 (1999).
2. **J.F.Scott.** Science, **315**, 954 (2007).
3. **G.V.Brown.** J. Appl. Phys., **47**, 3673 (1976).
4. **A.M.Tishin.** Cryogenics, **30**, 720 (1990).
5. **С.А.Никитин.** Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М., изд. МГУ, 1989.
6. **V.K.Pecharsky, K.A.Gschneidner.** Phys. Rev. Lett., **78**, 4494 (1997).
7. **X.Bohigas, E. del Barco, et al.** J. Magn. Magn. Mater., **196-197**, 455 (1999).
8. **R.D.McMichael, J.J.Ritter, R.D.Shull.** J. Appl. Phys., **73**, 6946 (1993).
9. **Э.В.Агабабян, Н.П.Арутюнян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 294 (2009).
10. **В.И.Чечерников.** Магнитные измерения. М., изд. МГУ, 1963.

MAGNETOCALORIC EFFECT OF COMPOUNDS IN $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ SYSTEM

E.V. AGHABABYAN, N.P. HARUTYUNYAN

Magnetization of magnetically ordered $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ compounds with partial substitution of Gd atoms for isovalent Dy atoms has been investigated. From temperature and field dependences of $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ alloys with x = 0–2.0 changes of the magnetic part of entropy (ΔS_M) of alloys are determined. It is established that ΔS_M achieves its maximum values at different temperatures which linearly depende on the Dy concentration and their values are comparable with $\Delta S_M^{\max}$ in $Gd_5Si_2Ge_2$. The obtained data allow to conclude that the above-mentioned compounds have high magnetocaloric effect and are promising materials for their use as a combined working body of magnetic refrigerators operating in the 200–270 K range of temperatures.

Известия НАН Армении, Физика, т.47, №3, с.220-221 (2012)

К 75-летию академика А. Р. Мкртчяна

В 2012 году исполняется 75 лет со дня рождения и 50 лет научной деятельности известного ученого, основателя и более 20 лет возглавлявшего Институт прикладных проблем физики (ИППФ) НАН Армении, доктора физико-математических наук, профессора, академика НАН Армении Альпика Рафаеловича Мкртчяна.

А.Р. Мкртчян родился в Гехаркуникской области Армении (село Цахкунк) 16 февраля 1937 г. В 1954 г. после окончания с золотой медалью ереванской средней школы №60 он поступает на физический факультет ЕГУ, а в 1961 г. – в аспирантуру Института химической физики АН СССР (г. Москва), где и защищает кандидатскую диссертацию в 1966 г. В конце 60-х годов А.Р. Мкртчян возвращается в Армению и начинает трудовую деятельность на должности старшего научного сотрудника Института физических исследований АН Арм. ССР.

В 1983 г. он успешно защищает докторскую диссертацию, в 1988 г. получает звание профессора, в 1986г. избирается член-корреспондентом, а в 1996 г. – действительным членом Академии наук РА. В 1972-1975 гг. А.Р. Мкртчян был руководителем Физико-технического центра АН Арм. ССР в г. Горисе, в 1975-1979 гг. – зав. отделом проблемной лаборатории Радиационной Физики ЕГУ, а в 1979-1980 гг. – зам. директора по научной работе в Институте физики конденсированных сред при ЕГУ. Усилиями А.Р. Мкртчяна в 1980 г. был основан Отдел прикладных проблем физики при АН Арм. ССР, который в 1984 г. перерос в ИППФ. Начиная с этого периода, вся деятельность А.Р. Мкртчяна неразрывно связана с ИППФ, которым он руководил до 2006 г. С 2006 г. по настоящее время он является советником директора, одновременно – научным руководителем и заведующим отделом того же института.

Значительны успехи А.Р. Мкртчяна в науке. 1961-1980 гг. были посвящены исследованиям в области модуляционной гамма-резонансной спектроскопии. Полученные Мкртчяном и его сотрудниками результаты нашли широкое признание научной общественности и принесли их авторам известность в научных кругах, неоднократно цитировались в научных публикациях. А.Р. Мкртчян был удостоен премии И.В. Курчатова. Основатель метода гамма-резонансной спектроскопии, лауреат Нобелевской премии Р. Мессбауэр так охарактеризовал полученные результаты: «После открытия явления резонансного поглощения гамма-квантов ядрами для меня было бы очень важно решить обратную задачу этого явления, что сделала ереванская группа ученых».

В 80-е годы в экспериментах, возглавляемых А.Р. Мкртчяном, были обнаружены новые важные проявления воздействия внешних полей (акустические колебания, тепловой градиент) на электромагнитные процессы, протекающие в твердых телах. Наиболее известные из них – явление полной и без потерь переброски рентгеновских лучей в кристаллах из направления прохождения в направление дифракции и явление усиления квазичеренковского излучения акустическими колебаниями. А.Р. Мкртчян организует и руководит международным сотрудничеством ИППФ с научно-техническими центрами России, Германии, Италии, Франции и США.

В конце 80-х и в начале 90-х годов А.Р. Мкртчян начинает долгосрочную и масштабную программу по исследованию воздействия внешних полей на широкий круг электромагнитных процессов, протекающих в холодной плазме, жидких кристаллах и твердых телах. Среди них – излучение электронов в режиме каналирования, когерентное тормозное излучение, генерация фотонами электрон-позитронных пар в кристаллах, подавление каналов неупругого рассеяния фотонов акустическими колебаниями и др. Параллельно он руководит работами по исследованию свойств пористых и металлонесодержащих «резистивных» веществ, имеющих важные практические приложения. В 1999 г. впервые в мировой практике А.Р. Мкртчян исследует дифракцию рентгеновских лучей квазичеренковского излучения в кристаллах. Обнаруженные им дифракционные картины – «альпикограммы» легли в основу разрабатываемого нового метода изучения строения вещества, имеющего упорядоченную структуру.

Становление и развитие акустофизики в Армении неразрывно связано с именем А.Р. Мкртчяна. Полученные результаты были воплощены в жизнь сотрудниками ИППФ. Создан ряд не имеющих аналогов научных приборов, имеющих широкий спектр приложений.

А.Р. Мкртчян уделяет исключительное внимание подготовке молодых специалистов и научных кадров. Долгие годы он заведовал кафедрой научного приборостроения в Государственном политехническом институте. Среди его учеников 16 докторов и 40 кандидатов наук.

Более 300 научных трудов и порядка 30 авторских свидетельств академика Альпика Рафаеловича Мкртчяна приобрели всемирную известность. Разработанные и созданные под его руководством приборы удостоены дипломов, золотых и серебряных медалей ВДНХ СССР и ряда международных выставок. Им получены приглашения для чтения лекций, докладов, проведения совместных научно-исследовательских работ из РФ, США, КНР, Германии и других стран. Он был организатором и активным участником ряда всесоюзных и международных конференций и семинаров как в Армении (Ереван – 1977, 1979, 1991 гг., Мегри – 1989, 2009, 2011 гг.), так и за рубежом.

Многие годы А.Р. Мкртчян был членом Президиума АН Арм. ССР и около 15 лет возглавлял экспертную комиссию по бюджетному финансированию РА научно-исследовательских тем по специальности «Физика и астрофизика». Он является членом редколлегии журнала «Известия НАН Армении. Физика».

А.Р. Мкртчян награжден золотыми медалями Министерства образования и науки РА, а также ЕГУ. Его заслуги отмечены медалями «Анания Ширакаци», А.П. Александрова, И.В. Курчатова, “Заслуженный изобретатель СССР” и др.

А.Р. Мкртчян человек высоких гражданских принципов, обладающий невероятной работоспособностью и исключительным организаторским талантом. Весомый вклад внес А.Р.Мкртчян в организацию помощи беженцам из Азербайджана, гражданам Армении, пострадавшим от землетрясения, а также – в развитие социальной базы Арцаха.

Редколлегия нашего журнала, поздравляя нашего коллегу – Альпика Рафаеловича Мкртчяна с 75-летним юбилеем, желает ему крепкого здоровья и новых успехов в науке.

Редколлегия

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале печатаются оригинальные статьи и краткие сообщения авторов по всем разделам современной физики на русском и армянском языках. Редакция просит авторов при направлении статей придерживаться следующих правил.

1. Статьи, поступающие в редакцию, должны иметь направление от учреждения, в котором выполнена работа, а также акт экспертизы. Название учреждения приводится перед текстом статьи после фамилий авторов.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 15 страниц, включая рисунки. Работы необходимо представлять в двух экземплярах, отпечатанных на принтере через 2 интервала. При наборе статьи следует использовать редактор MS Word.

3. Тексту каждой статьи предшествует индекс УДК, проставленный в левом верхнем углу. Непосредственно перед текстом статьи или краткого сообщения после заглавия помещается аннотация. К работам, представленным на русском языке, должны быть приложены резюме на армянском и английском языках.

4. Следует ограничиваться минимальным количеством рисунков и фотографий. Их размеры не должны превышать 10×15 см. Они должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте рисунков необходимо указать фамилии авторов, название статьи и номер рисунка. Подписи к рисункам должны быть собраны на отдельном листе.

5. В тексте статьи и на рисунках латинские символы следует приводить курсивом, а греческие – прямо. Векторы обозначаются жирным шрифтом, без стрелок. В индексах символов необходимо использовать английские обозначения.

6. Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи. В тексте ссылка приводится цифрой в прямых скобках в порядке упоминания в статье. В списке литературы необходимо указать: для книг – инициалы и фамилию автора, название книги, место издания, издательство, год издания; для периодических изданий – инициалы и фамилию автора, название журнала, том, номер выпуска, первую страницу и год издания.

7. Статья должна быть подписана всеми авторами. Необходимо также приложить точный адрес, фамилию, имя, отчество автора и адрес учреждения, где выполнена работа.

8. В случае возвращения автору его рукописи для доработки датой поступления считается день получения редакцией окончательного варианта статьи.

9. Редакция посылает автору одну корректуру. Корректура с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в течение суток с момента ее получения.

10. Автор передает редакции журнала "Известия НАН Армении, Физика" исключительное право на воспроизведение, распространение статьи в периодической печати, а также на ее перевод на английский язык для переиздания в журнале "Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)".

Статьи, в которых не соблюдены указанные правила, к рассмотрению приниматься не будут.

Адрес редакции "Известий НАН Армении, Физика": Республика Армения, 0019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г. Тел. 56-80-67.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Դ.Մ. Սեդրակյան, Դ.Հ. Բադալյան, Լ.Ռ. Սեդրակյան. Անհարթ հատակով պոտենցիալ հորում էլեկտրոնային վիճակների սպեկտրը որոշող հավասարումը 151
Հ.Թ. Հախումյան. Ենթամիկրոնային լուծողականությամբ օպտիկական մագնիսաչափ Rb-ի գոլորշիների հիման վրա 160
Վ.Բ. Պախալով. Ֆաբրի–Պերո ինտերֆերաչափը հեղուկ բյուրեղային թաղանթների ուսումնասիրման մեջ 172
Վ.Մ. Մխիթարյան, Ա.Ա. Ավետիսյան, Ար.Ա. Կիրակոսյան. Բազմամասնիկային երկրորդ հարմոնիկի և գերլայնաշերտ սերում հոծ միջավայրում 177
Վ.Մ. Հարությունյան, Կ.Մ. Ղամբարյան, Վ.Գ. Հարությունյան, Ի.Գ. Հարությունյան, Մ.Ս. Ղազարյան. InAsSbP քառաբաղադրիչ նանոկառուցվածքների հիման վրա միջին ինֆրակարմիր տիրույթի ֆոտոընդունիչներ 193
Գ.Ա. Մելիքջանյան, Խ.Մ. Մարտիրոսյան. Մոնոբյուրեղային *p*-տիպի սիլիցիումի վրա ստացված ծակոտկեն սիլիցիումի թաղանթների բնութագրերի վերլուծություն 201
Կ.Է. Ավջյան, Լ.Ա. Մաթեվոսյան, Ա.Յու. Մկրտչյան, Ա.Մ.Խաչատրյան. Լազերա-իմպուլսային փոշենստեցման մեթոդով ստացված ամորֆ գերմանիումի թաղանթների Vis-NIR բնութագրերը և a-Ge/*p*-Si հետերակառուցվածքի էլեկտրական հատկությունները 207
Է.Վ. Աղաբաբյան, Ն.Պ. Հարությունյան. $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ համակարգի միացություն-ների մագնիսակալորիական էֆեկտը 215
Ա.Ռ. Մկրտչյանի 75-ամյակին 220

CONTENTS

D.M. Sedrakian, D.H. Badalyan, L.R. Sedrakian. Equation for spectrum of electron states in a potential well with uneven bottom 151
G.T. Hakhumyan. Optical magnetometer with submicron spatial resolution based on Rb vapors 160
V.B. Pakhalov. Fabri–Perot interferometer in investigation of liquid crystal membranes 172
V.M. Mekhitarian, A.A. Avetissian, Ar.A. Kirakossian. Multiparticle generation of second harmonic and supercontinuum in continuous media 177
V.M. Aroutiounian, K.M. Gambaryan, V.G. Harutyunyan, I.G. Harutyunyan, M.S. Kazaryan. Mid-infrared photodetectors based on quaternary InAsSbP nanostructures 193
G.A. Melikjanyan, Kh.S. Martirosyan. Analysis of characteristics of porous silicon films obtained on the *p*-type single-crystal silicon 201
K.E. Avjyan, L.A. Matevosyan, A.Yu. Mkrtchyan, A.M. Khachatryan. Vis-NIR characteristics of amorphous germanium films and electrical properties of a-Ge/*p*-Si heterostructure obtained by pulsed-laser deposition method 207
E.V. Aghababyan, N.P. Harutyunyan. Magnetocaloric effect of compounds in $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ system 215
On the 75th birthday of **A.R. Mkrtchyan** 220

СОДЕРЖАНИЕ

Д.М. Седракян, Д.А. Бадалян, Л.Р. Седракян. Уравнение для спектра электронных состояний в потенциальной яме с негладким дном 151
Г.Т. Ахумян. Оптический магнитометр с субмикронной разрешающей способностью на основе паров Rb 160
В.Б. Пахалов. Интерферометр Фабри–Перо в исследовании мембран на основе жидкого кристалла 172
В.М. Мыхитарян, А.А. Аветисян, Ар.А. Киракосян. Многочастичная генерация второй гармоники и суперконтинуума в сплошной среде 177
В.М. Арутюнян, К.М. Гамбарян, В.Г. Арутюнян, И.Г. Арутюнян, М.С. Казарян. Фотодетекторы среднего инфракрасного диапазона на основе четырехкомпонентных InAsSbP наноструктур 193
Г.А. Меликджанян, Х.С. Мартиросян. Анализ характеристик пленок пористого кремния, полученного на монокристаллическом кремнии *p*-типа 201
К.Э. Авджян, Л.А. Матевосян, А.Ю. Мкртчян, А.М. Хачатрян. Vis-NIR характеристики пленок аморфного германия и электрические свойства гетероструктуры a-Ge/p-Si, полученных методом лазерно-импульсного осаждения 207
Э.В. Агабабян, Н.П. Арутюнян. Магнитокалорический эффект соединений в системе $Gd_{5-x}Dy_xSi_2Ge_2$ 215
К 75-летию **Альпика Рафаеловича Мкртчяна** 220

Заказ № 326
Тираж 150. Сдано в набор 10.02.2012.
Подписано к печати 20.02.2012. Печ. л. 4.75.
Бумага офсетная. Цена договорная.
Типография НАН РА.
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.