

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

АЖ 415

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

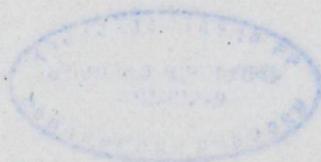
49

№ 2



ՀՀ ԳԱՍ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ИЗДАТЕЛЬСТВО "ТИТУЦИОН" НАН РА
ԵՐԵՎԱՆ ԵՐԵՎԱՆ

2014



© Национальная Академия наук Армении
Известия НАН Армении, Физика

Журнал издается с 1966г.
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

ԽՄԲԱԳՐԱՎԱՆ ԿՈՆԵԳԻԱ

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
Դ. Գ. Սարգսյան
Յու. Ս. Չիլինգարյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

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

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

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

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

УДК 539.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНА В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С ТОЧЕЧНЫМ ДЕФЕКТОМ

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

Ереванский государственный университет, Армения

*e-mail: lyovsed@yahoo.com

(Поступила в редакцию 26 апреля 2013 г.)

Рассмотрена задача нахождения энергии основного состояния квантовой частицы в наноструктуре цилиндрической формы. Предполагается, что внутри наноструктуры имеется точечный дефект, который задается в виде δ -потенциала. Получено трансцендентное уравнение, определяющее наименьший уровень энергии частицы. Соответствующие формулы использованы для вычисления пороговой частоты межзонного поглощения света нанокристаллов полупроводниковых соединений, диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице. Найдена зависимость края поглощения спектра от положения и мощности δ -потенциала. Показано, что при наличии δ -потенциала происходит уменьшение эффективной длины цилиндрической наноструктуры, что приводит к увеличению пороговой частоты оптического спектра поглощения.

1. Введение

Проблема описания финитного движения электрона в неоднородной непрерывной или дискретной среде хорошо разработана для 1D систем [1-5]. В частности, предложены точные методы нахождения волновых функций, коэффициентов отражения и прохождения упруго рассеивающегося электрона, спектра связанных электронных состояний и т.д. Что касается практически важных 2D и 3D систем, то аналитическое решение данного класса задач сопряжено с непреодолимыми математическими трудностями. Поэтому прорывом в этом направлении может считаться рассмотрение квазиодномерных моделей [6-9], в которых имеет место рассеяние частицы на заданном потенциале в одном направлении, в то время как движение в перпендикулярной к этому направлению плоскости ограничено непроницаемыми стенками.

Ограничение в поперечной плоскости приводит к дискретному спектру энергии, а полная энергия электрона равняется сумме энергий поперечного и продольного движений. Еще одним отличием от одномерного движения является то, что из-за упругого рассеяния в продольном направлении частица может переходить на другой квантовый уровень в поперечном движении и, следова-

тельно, возникает новый канал рассеяния с другим значением продольного импульса (многоканальное рассеяние).

В работе [10], в соответствии с вышесказанным, развит метод определения спектра связанных состояний электрона, совершающего стационарное движение в трехмерной квантовой яме с произвольным негладким дном. Получено секулярное уравнение для спектра энергии, выраженного через амплитуды многоканального рассеяния. В настоящей работе общий подход, предложенный в [10], применен к конкретной системе: квантовой проволоке цилиндрической формы с внедренным внутрь трехмерным δ -потенциалом (точечный дефект). Указанная система представляет собой квантовую яму, в которой примесный потенциал не контактирует со стенками ямы, т.е. между стенками и дефектом движение частицы является свободным. В разделе 2 приведены общие формулы, необходимые для определения энергетического спектра в описанной квантовой яме. Рассмотрена задача определения основного уровня частицы, что сводится к решению одномерного уравнения Шредингера с потенциалом в виде δ -функции. "Сшивание" волновой функции на границах "стенка-вакуум" и "вакуум-дефект-вакуум" приводит к трансцендентному уравнению для энергии основного состояния энергетического спектра частицы. Графически исследована зависимость энергии основного состояния от местоположения дефекта. В разделе 3 рассмотрены нанокристаллы полупроводниковых материалов, диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице. С использованием результатов предыдущего раздела получена формула, устанавливающая связь между краем поглощения спектра межзонных переходов и уровнями основного состояния электронов и дырок в квантовой проволоке с дефектом. Произведено сравнение с предыдущими данными, где нанокристалл представляется как квантовая точка шаровидной формы.

2. Уравнение для энергии основного состояния электрона в квантовой проволоке с точечным дефектом

Пусть электрон движется в проволоке цилиндрической формы, характеризующейся потенциальной энергией $U(\rho, \varphi, z)$ (ρ, φ, z – цилиндрические координаты). Ось проволоки направлена по оси z . Движение в поперечной к оси плоскости (ρ, φ) ограничено непрозрачными стенками в виде цилиндрической поверхности (с радиусом кругового сечения a). Движение в направлении z , не считая влияния дефекта, ограничено полупрозрачными стенками из оснований цилиндра, длина которого равна d . Если $d \sim \lambda$ (λ – длина дебройлевской волны электрона), то имеем дело с квантовой проволокой с характерными эффектами размерного квантования энергетического спектра.

Задача определения стационарных состояний движения электрона сводится к решению уравнения Шредингера. Приведем основные формулы, необходимые для дальнейших расчетов. Уравнение Шредингера в цилиндрических координатах имеет вид

$$\left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi^2 - V(\rho, \varphi, z) \right] \Psi(\rho, \varphi, z) = 0, \quad (1)$$

где $\chi^2 = 2m_e E / \hbar^2$, $V(\rho, \varphi, z) = 2m_e U(\rho, \varphi, z) / \hbar^2$ (E – собственное значение энергии). Уравнение (1) удовлетворяет граничным условиям

$$\Psi(\rho, \varphi, z) = 0, \quad \text{если } \rho \geq a, \quad (2)$$

$$V(\rho, \varphi, z) = V, \quad \text{если } z < 0, \quad z > d. \quad (3)$$

Решение уравнения (1), удовлетворяющее условию (2), можно написать в виде

$$\Psi(\rho, \varphi, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \Psi_{nl}(z) \Phi_{nl}(\rho) \cos l\varphi, \quad (4)$$

где

$$\Phi_{nl}(\rho) = \frac{I_l(\chi_{nl}\rho)}{a\sqrt{\pi}I_{l+1}(\chi_{nl}a)}, \quad (5)$$

$I_l(\chi_{nl}, \rho)$ – цилиндрическая функция Бесселя; величины χ_{nl} определяются из условия (2), которое принимает вид

$$I_l(\chi_{nl}a) = 0. \quad (6)$$

Решения трансцендентного уравнения (6) хорошо известны: наименьшее значение χ_{nl} , соответствующее паре индексов $n = 1, l = 0$ определяется из равенства $\lambda_{10} = \chi_{10}a \approx 2.405$. Следующий уровень нумеруется индексами $n = 1, l = 1$, для которого $\lambda_{11} = \chi_{11}a \approx 3.832$. В формуле (4) функции $\Psi_{nl}(z)$ являются решениями системы линейных уравнений

$$\frac{d^2 \Psi_{nl}(z)}{dz^2} + k_{nl}^2 \Psi_{nl}(z) - \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{l'=0}^{\infty} V_{nl, n'l'}(z) \Psi_{n'l'}(z) = 0, \quad (7)$$

где

$$V_{nl, n'l'}(z) = \int_0^a \rho d\rho \Phi_{nl}(\rho) \Phi_{n'l'}(\rho) \int_0^{2\pi} d\varphi V(\rho, \varphi, z) \cos l\varphi \cos l'\varphi, \quad (8)$$

$$k_{nl}^2 = \chi^2 - \chi_{nl}^2. \quad (9)$$

Применим общие формулы (7), (8) к случаю, когда внутри проволоки, в точке с радиус-вектором $\mathbf{r}_0 = (\rho_0 \cos \varphi_0, \rho_0 \sin \varphi_0, z_0)$ помещен точечный дефект, описываемый δ -функцией. Соответственно, имеем

$$V(\rho, \varphi, z) = P\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = P\delta(\rho \cos \varphi - \rho_0 \cos \varphi_0) \delta(\rho \sin \varphi - \rho_0 \sin \varphi_0) \delta(z - z_0), \quad (10)$$

где P есть мощность δ -потенциала. Подставляя (10) в (8), получим

$$V_{nl, n'l'}(z) = P\delta(z - z_0) \int_0^a \rho d\rho \Phi_{nl}(\rho) \Phi_{n'l'}(\rho) K_{ll'}(\rho), \quad (11)$$

где

$$K_{ll'}(\rho) = \int_0^{2\pi} d\varphi \delta(\rho \cos \varphi - \rho_0 \cos \varphi_0) \delta(\rho \sin \varphi - \rho_0 \sin \varphi_0) \cos l\varphi \cos l'\varphi. \quad (12)$$

Для вычисления $K_{ll'}$, учтем, что интеграл (12) отличен от нуля, если $\rho \cos \varphi = \rho_0 \cos \varphi_0$. Отсюда, выразив ρ через φ и исключив ρ в аргументе второй δ -функции, применим к ней известную формулу

$$\delta(f(\varphi)) = \sum_i \frac{\delta(\varphi - \varphi_i)}{f'(\varphi)|_{\varphi=\varphi_i}}, \quad (13)$$

где $f(\varphi) = \rho_0 \cos \varphi_0 (\tan \varphi - \tan \varphi_0)$, $f'(\varphi)$ – производная функции $f(\varphi)$, φ_i – простые корни уравнения $f(\varphi) = 0$. Учитывая цилиндрическую симметрию проволоки, а также то, что $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, получим $\varphi_i = \varphi_0$. Выполнение некоторых вычислений дает

$$K_{ll'}(\rho) = \frac{\cos l\varphi_0 \cos l'\varphi_0}{\rho_0} \delta(\rho - \rho_0). \quad (14)$$

Подставляя (14) в (11), получим

$$V_{nl, n'l'}(z) = C_{nl} C_{n'l'} \delta(z - z_0), \quad (15)$$

где сделано следующее обозначение:

$$C_{nl} = \sqrt{P} \Phi_{nl}(\rho_0) \cos l\varphi_0 = \frac{\sqrt{P}}{a\sqrt{\pi}} \frac{I_l(\chi_{nl}\rho_0) \cos l\varphi_0}{I_{l+1}(\chi_{nl}a)}. \quad (16)$$

Что касается граничных условий для $V_{nl, n'l'}(z)$, то из (3), (8) получим

$$V_{nl, n'l'}(z) = V \delta_{nn'} \delta_{ll'}, \quad (z < 0, z > d). \quad (17)$$

Подставляя (15) в (7), находим

$$\frac{d^2 \Psi_{nl}}{dz^2} + k_{nl}^2 \Psi_{nl} - \left(C_{nl} \sum_{n'l'} C_{n'l'} \Psi_{n'l'} \right) \delta(z - z_0) = 0. \quad (18)$$

Уравнения (18), совместно с граничными условиями (17), являются основными формулами для вычисления величин k_{nl}^2 – продольных компонентов спектра энергии электрона. Далее мы сосредоточим наше внимание на вычислении энергии основного состояния электрона, так как она представляет непосредственный интерес для исследования ряда полупроводниковых наноструктур (см. раздел 3).

Ранее выяснилось (формула (6)), что основным состоянием для энергии поперечного движения электрона является уровень с индексами $n = 1, l = 0$. Из формулы (9) следует, что это верно и для полной энергии (E). Но для вычисления основного состояния E нужно найти k_{10}^2 , так как χ_{10}^2 считается известной. Величина же k_{10}^2 является наименьшим собственным значением уравнения

$$\frac{d^2 \Psi_{10}}{dz^2} + k_{10}^2 \Psi_{10} - C_{10}^2 \delta(z - z_0) \Psi_{10} = 0. \quad (19)$$

Уравнение (19) (совместно с условиями (17)) есть уравнение Шредингера для частицы совершающей стационарное движение в поле одномерного потен-

циала, представляющего собой симметричную квантовую яму с внедренным внутрь δ -потенциалом

$$V(z) = v\delta(z - z_0), \quad (20)$$

где

$$v = C_{10}^2 = \frac{P}{\pi a^2} \left[\frac{I_0(\chi_{10} \rho_0)}{I_1(\chi_{10} a)} \right]^2.$$

Нахождение собственных значений k_{10}^2 из уравнения (19) является более простой задачей, чем расчет соответствующих величин k_{nl}^2 в многоканальной задаче [10]. Используя методику расчета работы [10], а по сути повторив их для нашего случая, найдем

$$\tan k_{10}d = \frac{2k_{10}\eta \operatorname{Re} \alpha + (\eta^2 - k_{10}^2) \operatorname{Im} \alpha - (\eta^2 + k_{10}^2) \operatorname{Im} \beta}{2k_{10}\eta \operatorname{Im} \alpha - (\eta^2 - k_{10}^2) \operatorname{Re} \alpha + (\eta^2 + k_{10}^2) \operatorname{Re} \beta}, \quad (21)$$

где $\eta = \sqrt{V - k_{10}^2}$; α, β – матричные элементы трансфер-матрицы

$$K = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \beta^* & \alpha^* \end{pmatrix},$$

связывающей коэффициенты волновой функции свободной частицы слева и справа от δ -потенциала. Величины α, β определяются формулами $\alpha = 1/t^*$,

$\beta = -r^*/t^*$, где t и r являются амплитудами прохождения и отражения электрона

для потенциала рассеяния вне потенциальной ямы. Для δ -потенциалов они хорошо известны (см., напр., [11]) и выражаются формулами

$$\alpha = 1 - i \frac{v}{2k_{10}}, \quad \beta = -i \frac{v}{2k_{10}} e^{-2ik_{10}z_0}. \quad (22)$$

Далее, без ограничения общности рассмотрения, мы обсудим случай бесконечно глубокой ямы, когда $V \rightarrow \infty$, $\eta \rightarrow \infty$. Используя формулы (21) и (22), получим

$$\cot k_{10}z_0 + \cot k_{10}(d - z_0) = -\frac{v}{k_{10}}. \quad (23)$$

Уравнение (23) является трансцендентным уравнением относительно k_{10} . Координата z_0 есть расстояние от положения δ -потенциала до левой стенки потенциальной ямы, а $(d - z_0)$ – до правой стенки. Если дефект находится в середине ямы, то уравнение (23) принимает более простой вид

$$\cot \frac{k_{10}d}{2} = -\frac{v}{2k_{10}}. \quad (24)$$

Для исследования зависимости k_{10} от местоположения дефекта придадим уравнению (23) более удобную для расчетов форму. Введем величину L , показывающую меру смещения δ -потенциала от середины потенциальной ямы.

Учтем, что из-за симметричности ямы достаточно рассматривать положения дефекта лишь в одной половине ямы (пусть это будет левая половина; $0 \leq L \leq d/2$). Выразим z_0 и $d - z_0$ через L :

$$z_0 = \frac{d}{2} - L, \quad d - z_0 = \frac{d}{2} + L. \quad (25)$$

Подстановка (25) в (23) и выполнение простых вычислений дает

$$\frac{\sin k_{10}d}{\cos 2k_{10}L - \cos k_{10}d} = -\frac{v}{2k_{10}}. \quad (26)$$

Удобно принять, что $L = d/2n$, где n – любое положительное число не меньше единицы ($n \geq 1$). Сделаем также следующее обозначение: $k_{10}d = Y$. Теперь формулу (26) можно переписать в виде

$$\frac{Y \sin Y}{\cos \frac{Y}{n} - \cos Y} = -\frac{vd}{2}. \quad (27)$$

Уравнение (27) дает зависимость безразмерной переменной Y от двух заданных параметров системы: n и $u = vd$. Число n характеризует положение дефекта в яме (при $n \rightarrow \infty$ формула (27) приводит к уравнению (24)). Величина u также безразмерное число, в которую входят ширина квантовой ямы (или длина квантовой проволоки) и перенормированная "мощность" одномерного δ -потенциала, зависящая не только от мощности P первоначального трехмерного δ -потенциала, но и от параметров потенциальной ямы и дефекта. Ход зависимости Y от величин n и u обсуждается в разделе 3.

3. Влияние геометрической формы и внедренных дефектов полупроводниковых нанокристаллов на некоторые их оптические свойства

В настоящее время интенсивно изучаются оптические свойства нанокристаллов полупроводниковых веществ, диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице [12-18]. Такие системы оказываются весьма полезными для исследования квантовых размерных эффектов. Нанокристалл в диэлектрической матрице представляет собой трехмерную потенциальную яму для носителей тока – электронов и дырок, границами которой являются поверхности нанокристалла. Причем, как показывают оценки ширины запрещенной зоны часто используемой матрицы силикатного стекла, глубина возникающей при этом потенциальной ямы в первом приближении может считаться бесконечной [19].

В спектроскопических исследованиях описанных систем в области прозрачности матрицы наблюдаются характерные спектры межзонного и экситонного поглощения света, что связано с переходами электрона между уровнями размерного квантования электронов и дырок. Согласно теории, в полупроводниках, в которых возможен прямой разрешенный переход между зоной проводимости и валентной подзоной, частота поглощения ω_s определяется формулой

$$\hbar\omega_s = E_g + E_s^e + E_s^h, \quad (28)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны массивного полупроводника, E_s^e и E_s^h – размерно-квантованные уровни электронов и дырок, s – набор квантовых чисел.

В подавляющем числе работ предполагается, что нанокристаллы имеют вид шаров (радиуса R) и что потенциальная яма имеет бесконечную глубину. Последнее предположение эквивалентно требованию обращения в нуль волновой функции частицы на поверхности шара (ср. с условием (2)). В этом случае определение энергетических уровней E_s сводится к решению стандартной задачи стационарного движения частицы в сферически симметричной прямоугольной яме бесконечной глубины. Применение соответствующих формул, без учета кулоновского взаимодействия электрона и дырки, а также экситонной энергии (это верно, если $R \ll a_B$, где a_B – боровский радиус экситона) приводит к выражению [19]

$$\hbar\omega_{nl} = E_g + \frac{\hbar^2 X_{nl}^2}{2\mu R^2}, \quad (29)$$

где $\mu = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$ – приведенная масса электрона и дырки, X_{nl} – набор корней сферических функций Бесселя: $X_{10} = \pi \approx 3.14$, $X_{11} \approx 4.99$ и т.д. Край поглощения спектра определяется переходами между основными уровнями размерного квантования электронов и дырок и определяется формулой

$$\hbar\omega_{10} = E_g + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu R^2}. \quad (30)$$

Согласно некоторым данным [15,20], нанокристаллы в диэлектрической матрице силикатного стекла имеют скорее удлиненную, чем шарообразную форму. Аппроксимируя удлиненную форму наноструктуры квантовой нитью или проволокой и используя результаты, полученные в предыдущем разделе, можно проследить влияние геометрической формы, а также внедренных дефектов на порог поглощения межзонного спектра.

Легко видеть, что если точечный дефект находится на цилиндрической поверхности, то энергетический спектр частицы ничем не будет отличаться от случая, когда дефект вовсе отсутствует. Действительно, так как на цилиндрической поверхности $\rho_0 = a$, а $I_0(\chi_{10}a) = 0$, то согласно формуле (16) $\nu = 0$. Если же дефект находится на торцевой поверхности цилиндра, т.е. n равняется единице, то согласно уравнению (27), при любом значении ν величина Y определяется из уравнения $\sin Y = 0$, нетривиальным решением которого является $Y = k_{10}d = \pi$. В этом случае формула (28) примет вид

$$\hbar\omega_{10} = E_g + \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\lambda_{10}^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{d^2} \right). \quad (31)$$

Сравнение формул (30), (31) показывает, что если вместо шаровидной формы взять цилиндрическую форму выделения, то при условии равенства объемов этих двух фигур отношение

$$\Delta = \frac{\left(\lambda_{10}/a\right)^2 + \left(\pi/d\right)^2}{\left(\pi/R\right)^2}$$

всегда больше единицы. Так, например, при $d = a$ $\Delta \approx 1.3$; при $d = 2a$ $\Delta \approx 1.1$; при $d = 5a$ $\Delta \approx 1.5$ и т.д. Это означает, что при теоретическом определении порога оптического поглощения учет удлиненной формы выделения, при известном E_g , приводит к более высоким значениям ω_{10} , чем соответствующее расчетам по формуле (30). Наоборот, вычисление E_g , при известном ω_{10} , даст (по формуле (31)) более низкое значение, чем по формуле (30).

При наличии дефекта вместо формулы (31) получим

$$\hbar\omega_{10} = E_g + \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\lambda_{10}^2}{a^2} + \frac{Y^2}{d^2} \right), \quad (32)$$

где $Y = Y(n, u)$ есть решение уравнения (27). На рис.1 представлена зависимость функции Y от u при различных значениях n . Из приведенных графиков видно, что с увеличением мощности δ -потенциала и/или длины проволоки значение Y медленно растет. Такая же картина наблюдается с увеличением n при фиксированном u : чем больше расстояние дефекта от левой стенки цилиндра, тем больше Y .

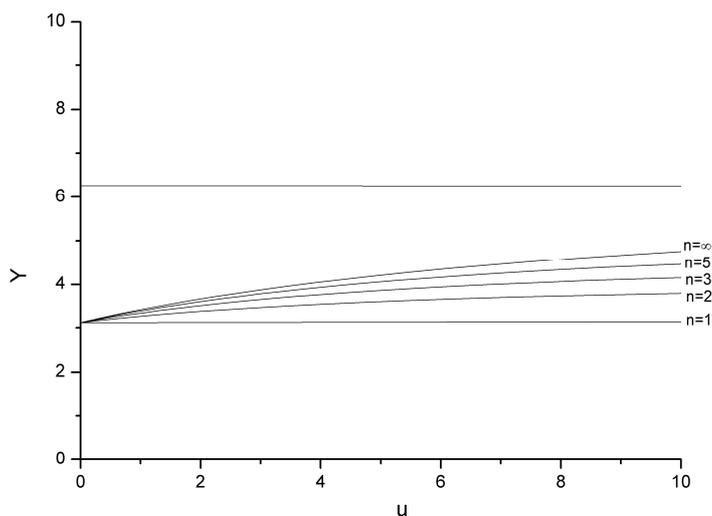


Рис.1 Зависимость функции Y от u при различных значениях n , где Y и u – безразмерные величины. Величина n характеризует местоположение дефекта. При значениях $n = 1$ и $n = \infty$ дефект находится, соответственно, в торцевой и центральной частях цилиндра.

При заданном n с увеличением u рост функции Y замедляется и при $u \rightarrow \infty$ стремится к своему асимптотическому значению $Y = Y_0$. Это асимптотическое значение зависит от n , т.е. от местоположения δ -потенциала. На рис. 2 приведен график зависимости Y_0 от n . Как и следовало ожидать, при перемещении дефекта слева направо к центру проволоки ($n \rightarrow \infty$) Y_0 постепенно стремится к своему максимальному значению $Y_0 = 2\pi$.

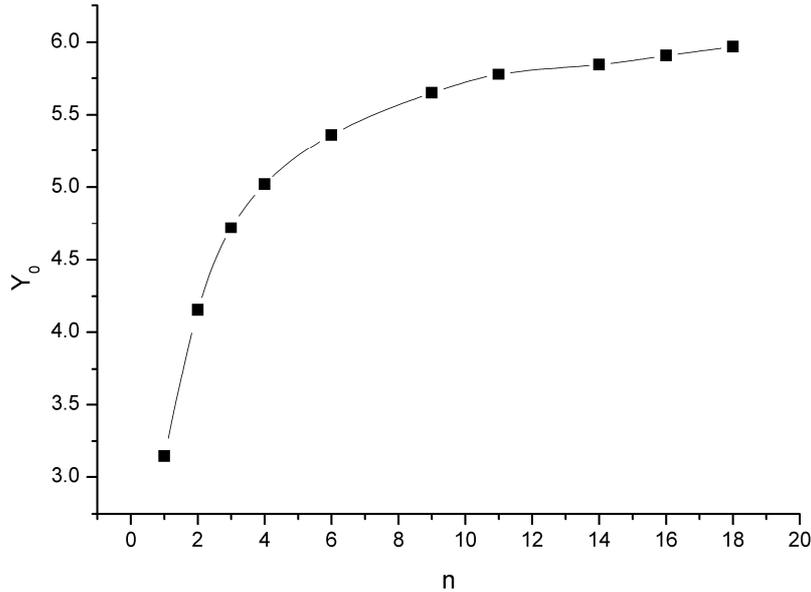


Рис.2. Зависимость асимптотических значений $Y = Y_0$ от n .

Возвращаясь к формуле (32), можно заключить, что пороговая частота ω_{10} и другие величины могут сильно зависеть как от геометрии наноструктурных выделений, так и от наличия в них, в частности, точечных дефектов. Эту зависимость в данном случае можно описать величиной

$$E(n, u) = \hbar\omega_{10} - E_g = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\lambda_{10}^2}{a^2} + \frac{Y^2}{d^2} \right),$$

которая целиком зависит от вышеупомянутых факторов. Для иллюстрации этой зависимости на рис.3 приведен график

$$E(n, \infty) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\lambda_{10}^2}{a^2} + \frac{Y_0^2}{d^2} \right)$$

от n для полупроводниковых нанокристаллов

$\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$.

Из графика, в частности, видно, что изменение местоположения дефекта от левой стенки цилиндра ($n = 1$) до его середины ($n = \infty$) увеличивает характерную величину $E(n, \infty)$ приблизительно в два раза. Это происходит за счет уменьшения эффективной длины проволоки под влиянием δ -потенциала с большой мощностью.

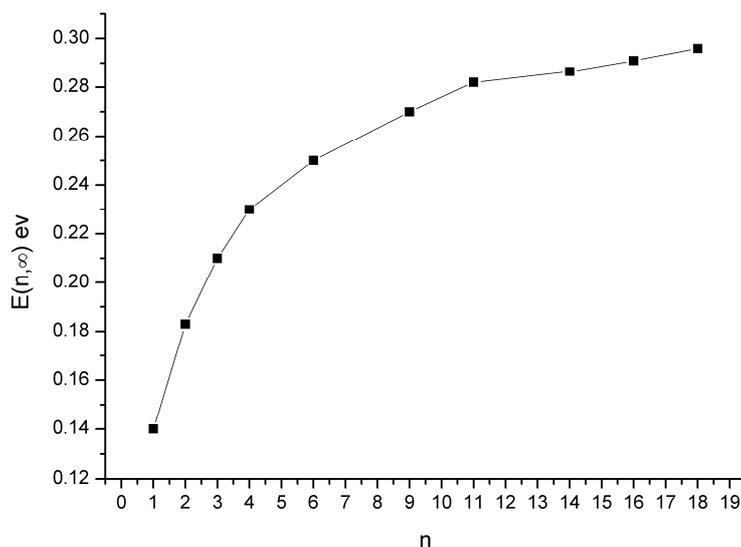


Рис.3. Зависимость функции $E(n, \infty)$ от n для полупроводниковых нанокристаллов $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ в силикатном стекле ($E(n, \infty)$ измеряется в электронвольтах; $a = 40 \text{ \AA}$, $d = 60 \text{ \AA}$, $\mu = 0,17m_e$).

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.С. Давыдов.** Квантовая механика. М., Изд. физ. мат. лит., 1963.
2. **В.В. Бабиков.** Метод фазовых функций в квантовой механике. М., Наука, 1976.
3. **P. Erdos, R.C. Herdon.** Adv. Phys., **31**, 65, 1982.
4. **И.В. Кляцкин.** Метод погружения в теории распространения волн. М., Наука, 1986.
5. **D.M. Sedrakian, A. Zh. Khachatryan.** Physica E, **19**, 309, (2003).
6. **D. Voese, M. Lischka, L.E. Reichl.** Phys. Rev. B, **62**, 16933, (2000).
7. **S. Souma, A. Suzuki.** Phys. Rev. B, **65**, 115307, (2002).
8. **Д.М. Седракян, Э.М. Казарян, Л.Р. Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 395 (2009).
9. **Д.М. Седракян, Э.М. Казарян, Л.Р. Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 18 (2011).
10. **Д.М. Седракян, Д.А. Бадалян, Л.Р. Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 151 (2012).
11. **З. Флюгге.** Задачи по квантовой механике. М., Мир, 1974.
12. **Ж.И. Алферов.** ФТП, **32**, 3 (1998).
13. **Y. Masumoto, T. Takagahara.** Semiconductor Quantum Dots. Berlin, Springer, 2002.
14. **N.Y. Morgan, C.A. Leatherdale, M. Drndic, M.V. Jarosz, M.A. Kastner, M. Bawendi.** Phys Rev. B, **66**, 075339 (2002).
15. **L. Grigoryan, P. Petrosyan, S. Petrosyan, V. Bellani, F. Maglia.** Eur. Phys. B, **34**, 415 (2003).
16. **Л.В. Асрян, Р.С. Сурис.** ФТП, **38**, 3 (2004).
17. **И.В. Бондарь, В.С. Гурин, Н.П. Соловей, А.П. Молочко.** ФТП, **41**, 959 (2007).
18. **Д.М. Седракян, П.Г. Петросян, Л.Н. Григорян, В.Д. Бадалян.** ЖТФ, **81**, 100 (2011).
19. **А.И. Екимов, А.Л. Efros.** Phys. Status Solidi B, **150**, 627 (1988).
20. **U. Woggan.** Optical Properties of Semiconductors Quantum Dots. Springer Tracts in Modern Physics. Berlin, Springer, 1977.

ԿԵՏԱՅԻՆ ԴԵՖԵԿՏՈՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ
ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Դ.Ս. ՍԵՂԻԱԿՅԱՆ, Դ.Հ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Լ.Ռ. ՍԵՂԱԿՅԱՆ

Գլանային համաչափությամբ նանոկառուցվածքում դիտարկված է քվանտային մասնիկի հիմնական վիճակի էներգիայի որոշման խնդիրը: Ենթադրվում է, որ նանոկառուցվածքի ներսում գոյություն ունի կետային դեֆեկտ, որն ունի δ -պոտենցիալի տեսք: Ստացված է տրանսցենդենտ հավասարում, որը որոշում է էներգիայի ամենացածր մակարդակը: Համապատասխան բանաձևերի միջոցով թափանցիկ դիէլեկտրիկ մատրիցում դիսպերսված կիսահաղորդչային միացությունների համար, որոշվում է լույսի միջգոտիական կլանման սահմանային հաճախականությունը: Գտնված է կլանման եզրի կախվածությունը δ -պոտենցիալի դիրքից և հզորությունից: Ցույց է տրված, որ δ -պոտենցիալի առկայության դեպքում տեղի է ունենում գլանային նանոկառուցվածքի էֆֆեկտիվ երկարության փոքրացում, ինչը բերում է օպտիկական կլանման սպեկտրի սահմանային հաճախության աճի:

DETERMINATION OF THE ENERGY OF ELECTRON
IN A QUANTUM WIRE WITH A POINT DEFECT

D.M. SEDRAKIAN, D.A. BADALYAN, L.R. SEDRAKYAN

A problem for finding the energy of ground state of the quantum particle in a nanostructure with axial symmetry is considered. It is assumed that there is a point defect inside the nanostructure, which is given by δ -potential. A transcendent equation, which defines the lowest level of energy of the particle, is obtained. Corresponding formulas are used for calculation of the threshold frequency of interband absorption of light in semiconductor nanocrystals, which are dispersed in transparent dielectric matrix. Absorption spectrum edge dependence on the location and power of δ -potential is obtained. It is shown that the effective length of the cylindrical nanocrystal is decreased in case of existence of δ -potential, which leads to increase of the threshold frequency of the optical spectrum of absorption.

УДК 548.0

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ В ПОЛЕ ДВУХ ВСТРЕЧНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН

Э.М. АРУТЮНЯН*

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

* e-mail: eduardh@iapp.sci.am

(Поступила в редакцию 27 мая 2013 г.)

Рассмотрено наклонное распространение света через слой гиротропного кристалла, находящегося в поле двух встречных ультразвуковых волн. Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна. Приведены результаты изучения зависимостей амплитудных и поляризационных характеристик от длины волны света при различных значениях параметров задачи. Обсуждены возможности применения таких систем.

1. Введение

В последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК), которые позволяют контролировать распространение световых волн [1,2]. Богатыми оптическими свойствами обладают хиральные ФК [3-10]. Особый интерес представляют самоорганизующиеся структурно-хиральные ФК (холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектические жидкие кристаллы и т.д.), из-за более богатых оптических свойств [11]. Для этих кристаллов фотонная запрещенная зона (ФЗЗ) существует только для света с одной круговой поляризацией (при нормальном падении света), совпадающей со знаком хиральности среды. Однако периодическое изменение параметров хиральной среды можно осуществить, т.е. 1D хиральный ФК можно создать также другими способами. В последние годы большой интерес представляют хиральные слоистые среды, изготовленные из слоев гиротропных и негиротропных сред или из слоев гиротропных сред различных типов [3-10]. Гиротропный слой, находящийся во внешнем ультразвуковом поле, становится 1D хиральным ФК [12-14]. Ниже такие среды мы будем называть хиральными периодическими средами (ХПС). Так как параметрами ультразвука можно управлять, то таким образом можно получить хиральный ФК с управляемыми параметрами. В настоящее время для изготовления акустооптических устройств обработки информации (модуляторов, дефлекторов, фильтров, процессоров, датчиков и т.д.) широкое применение находят именно кристаллы, обладающие как хорошими фотоупругими свойствами, так и гиротропией. К таким кристаллам в первую очередь относятся парателлурит (TeO_2), теллур (Te), кварц ($\alpha\text{-SiO}_2$) и др.

Дифракция света на упругих волнах используется в практических устройствах, главным образом, благодаря существенной разнице между скоростью света и скоростью звука. Следствием этого является то, что мгновенная пространственная структура упругой волны может быть использована с помощью светового зонда в любой точке так, как если бы упругая волна была стационарна. Эта дополнительная особенность приводит к способности приборов на упругих волнах в истинном масштабе времени осуществлять одновременную параллельную обработку сигналов. Дифракция света на акустических волнах используется в качестве одного из средств для модуляции оптического излучения.

В данной работе рассмотрено наклонное распространение света через слой гиротропного кристалла, находящегося в поле двух встречных ультразвуковых волн.

2. Теория

Рассмотрим отражение и пропускание света через конечный слой изотропного гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле. Пусть слой среды занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = d$ (d – толщина слоя). Плоские ультразвуковые волны распространяются вдоль оси z . Она превращает параметры ε , μ и $\bar{\gamma}$ в функции от координаты z (ε , μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, а $\bar{\gamma}$ – параметр естественной гиротропии этого слоя). Здесь мы будем предполагать следующие законы изменения этих параметров:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon(z) \\ \mu(z) \\ \bar{\gamma}(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon \\ \mu \\ \bar{\gamma} \end{pmatrix} \left[1 + \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon_1 \\ \Delta\mu_1 \\ \Delta\bar{\gamma}_1 \end{pmatrix} \sin(K_1 z) - \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon_2 \\ \Delta\mu_2 \\ \Delta\bar{\gamma}_2 \end{pmatrix} \sin(K_2 z) \right], \quad (1)$$

где глубины модуляции $\Delta\varepsilon_1$, $\Delta\mu_1$, $\Delta\bar{\gamma}_1$ и $\Delta\varepsilon_2$, $\Delta\mu_2$, $\Delta\bar{\gamma}_2$ предполагаются малыми по отношению к единице величинами, $K_{1,2} = \frac{2\pi}{\Lambda_{1,2}}$, $\Lambda_{1,2}$ – длины ультразвуковых

волн. Эти периодические возмущения изменяются как в пространстве, так и во времени. В частности, если ультразвук представляет собой бегущую волну, то периодическое возмущение перемещается со скоростью ультразвука. Так как скорость ультразвука на много порядков меньше скорости света, то периодическое возмущение, вызванное ультразвуком, можно считать стационарным и в уравнениях Максвелла пренебречь зависимостью параметров среды от времени,

т.е. при вычислении $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ и $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ не дифференцировать параметры среды по

времени, а их временную зависимость учитывать в окончательных результатах. Как известно, если в отсутствие оптической активности ($\bar{\gamma} = 0$) так можно поступать при $\Omega/\omega \ll 1$ [13,14], то при $\bar{\gamma} \neq 0$ следует потребовать также

$$\left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta \varepsilon_{1,2} \right|, \left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta \mu_{1,2} \right|, \left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta \bar{\gamma}_{1,2} \right| \ll \left| \frac{\omega}{c} \bar{\gamma} \right|, \quad (2)$$

чтобы в уравнениях Максвелла было правомерно сохранять $\bar{\gamma}$, пренебрегая при этом производными по времени параметров среды. А эти условия легко выполняемы. Будем предполагать, что плоскость падения совпадает с плоскостью (x,z) , а волна падает под углом α к нормали границы слоя, совпадающего с плоскостью (x,z) . Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн на проекции параллельной (p -поляризация) и перпендикулярной (s -поляризация) плоскости падения:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где индексы i,r,t обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны, соответственно, а \mathbf{n}_p и \mathbf{n}_s – орты p и s -поляризаций.

Решение задачи представим в виде

$$\begin{bmatrix} E_r^p \\ E_r^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{pp} & R_{ps} \\ R_{sp} & R_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_t^p \\ E_t^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{pp} & T_{ps} \\ T_{sp} & T_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где \hat{R} и \hat{T} – 2×2 матрицы отражения и пропускания для данной системы.

Численные расчеты будем проводить по следующей схеме. Сначала вычислим матрицы отражения и пропускания для слоя среды с толщиной, равной длине ультразвуковой волны. Для этого слой с толщиной d разобьем на большое число тонких слоев с толщиной $d_1, d_2, d_3, \dots, d_N$. Если их максимальная толщина достаточно мала, то можно считать, что параметры слоя постоянны в каждом слое. Тогда, согласно, в частности, [15,16], задача определения \hat{R} и \hat{T} слоя с толщиной $d = \Lambda$ сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\begin{aligned} \hat{R}_j &= \hat{r}_j + \tilde{t}_j \hat{R}_{j-1} \left(\hat{I} - \tilde{r}_j \hat{R}_{j-1} \right)^{-1} \hat{t}_j, \\ \hat{T}_j &= \hat{T}_{j-1} \left(\hat{I} - \tilde{r}_j \hat{R}_{j-1} \right)^{-1} \hat{t}_j, \end{aligned} \quad (5)$$

с $\hat{R}_0 = \hat{0}$, $\hat{T}_0 = \hat{I}$. Здесь $\hat{R}_j, \hat{T}_j, \hat{R}_{j-1}, \hat{T}_{j-1}$ – матрицы отражения и пропускания для сред с j и $j-1$ слоями, соответственно, \hat{r}_j, \hat{t}_j – матрицы отражения и пропускания для j -ого слоя, $\hat{0}$ – нулевая матрица, \hat{I} – единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы отражения и пропускания в случае обратного направления распространения света.

Таким образом, задача сводится к вычислению матриц отражения и пропускания однородного гиротропного слоя. Аналитическое решение этой задачи известно [17]. Мы будем исходить из следующих материальных уравнений для однородного изотропного гиротропного кристалла:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} - \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (7)$$

При помощи формул (4), (5) можно вычислить отражение $R = |E_r|^2 / |E_i|^2$ и пропускание $T = |E_t|^2 / |E_i|^2$, поворот плоскости поляризации $\psi = \arctg \times [2\text{Re}(\chi) / (1 - |\chi|^2)] / 2$ и эллиптичность поляризации $e = \arcsin[2\text{Im}(\chi) / (1 + |\chi|^2)] / 2$ ($\chi = E_t^p / E_t^s$) ($\chi = E_t^p / E_t^s$), круговой и линейный дихроизмы и т.д.

3. Результаты и обсуждение

Оптические свойства ХПС при наличии одной продольной ультразвуковой волны подробно изучены в работах [10,13,14]. Поэтому мы непосредственно переходим к исследованию эффектов, обусловленных наличием двух волн. Расчеты выполнены для ХПС с параметрами: $\varepsilon = 2.5$, $\mu = 1.0$, $\bar{\gamma} = 0.1$, толщина слоя $d = 20$ мкм, угол падения $\alpha = 30^\circ$. Для наиболее отчетливого представления эффектов, связанных с наличием двух ультразвуковых волн, мы рассмотрели случай минимального влияния диэлектрических границ, т.е. полагали $n_s = \sqrt{\varepsilon}$, где n_s – коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон с рассматриваемым слоем. Далее, на первом этапе мы будем предполагать, что ε , μ и $\bar{\gamma}$ не зависят от частоты, а мнимые части очень малы и также не зависят от частоты, т.е. мы не будем рассматривать эффекты оптической дисперсии и поглощения.

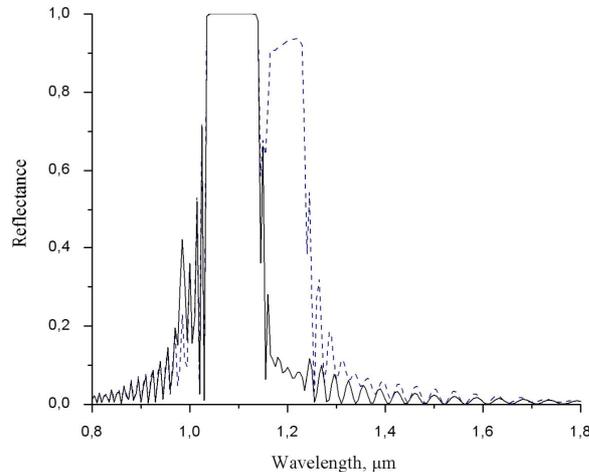


Рис.1. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны при наличии только одной ультразвуковой волны. Падающий на слой свет имеет левую (сплошная кривая) и правую (штриховая кривая) круговые поляризации. Параметры задачи таковы: $\Delta\varepsilon = 0.5$, $\Delta\mu = 0$, $\Delta\gamma = 0.2$, $\Lambda = 0.4$ мкм.

На рис.1 представлены спектры отражения при наличии только одной продольной ультразвуковой волны. Падающий на систему свет имеет левую (сплошная кривая) и правую (штриховая кривая) круговые поляризации. Как видно из этого рисунка, при данных параметрах задачи в первом порядке отражения формируются три фотонные запрещенные зоны (ФЗЗ): одна зона не

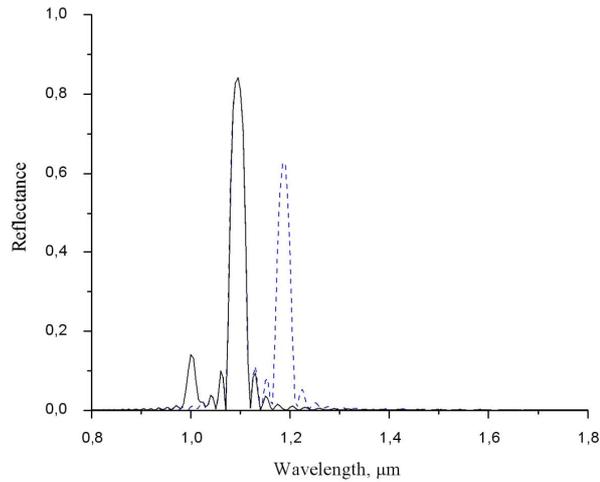


Рис.2. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны при наличии двух встречных ультразвуковых волн. Параметры задачи таковы: $\Lambda_1 = \Lambda_2 = 0.4$ мкм, $\Delta\epsilon_1 = 0.5$, $\Delta\epsilon_2 = 0.4$, $\Delta\mu_1 = \Delta\mu_2 = 0$, $\Delta\bar{\gamma}_1 = 0.2$, $\Delta\bar{\gamma}_2 = 0.15$. Остальные параметры те же, что и на рис.1.

селективна по отношению к поляризации падающего света, другие – селективные.

На рис.2 приведены спектры отражения при наличии двух встречных продольных ультразвуковых волн. Опять падающий на систему свет имеет левую (сплошная кривая) и правую (штриховая кривая) круговые поляризации. Здесь нами предполагается, что длины ультразвуковых волн совпадают и они

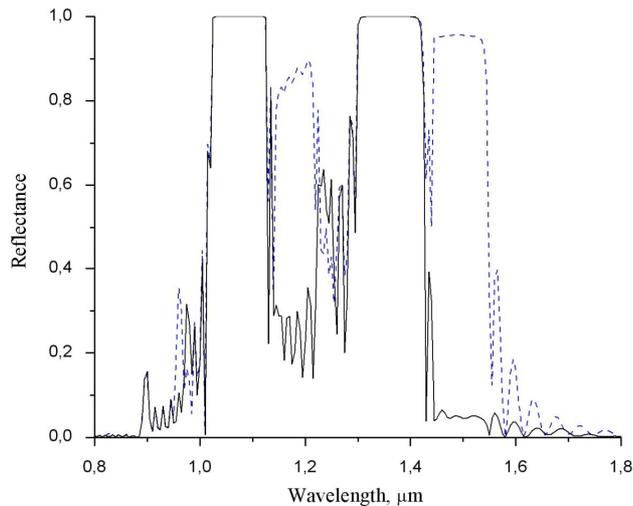


Рис.3. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны при наличии двух встречных ультразвуковых волн. Параметры задачи таковы: $\Lambda_1 = 0.4$ мкм, $\Lambda_2 = 0.5$ мкм, $\Delta\epsilon_1 = \Delta\epsilon_2 = 0.5$, $\Delta\mu_1 = \Delta\mu_2 = 0$, $\Delta\bar{\gamma}_1 = \Delta\bar{\gamma}_2 = 0.2$. Остальные параметры те же, что и на рис.1.

отличаются только глубинами модуляции. На рис.3 показаны спектры отражения при наличии двух встречных продольных ультразвуковых волн, глубины модуляции которых совпадают, а длины волн отличаются. И наконец, на рис.4 представлены спектры отражения при наличии двух встречных продольных ультразвуковых волн, которые отличаются друг от друга как по глубине модуляции, так и по длине волны.

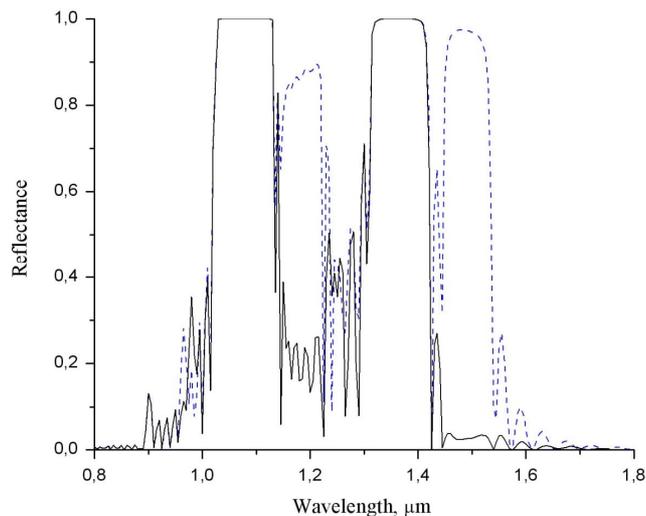


Рис.4. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны при наличии двух встречных ультразвуковых волн. Параметры задачи таковы: $\Lambda_1 = 0.4$ мкм, $\Lambda_2 = 0.5$ мкм, $\Delta\varepsilon_1 = 0.5$, $\Delta\varepsilon_2 = 0.4$, $\Delta\mu_1 = \Delta\mu_2 = 0$, $\Delta\bar{\gamma}_1 = 0.2$, $\Delta\bar{\gamma}_2 = 0.15$. Остальные параметры те же, что и на рис.1.

Как видно из этих рисунков, изменением параметров ультразвуковых волн можно управлять отражением системы: меняя число ФЗЗ, эффективность дифракции в каждом порядке, частотную ширину и частотное местоположение этих областей, поляризационные особенности этих областей.

4. Заключение

В данной работе мы изучили особенности дифракции света в гиротропном слое при наличии двух встречных продольных ультразвуковых волн. Картина дифракции в этом случае намного богаче, чем в случае одной ультразвуковой волны. Появляются новые области дифракционного отражения в каждом порядке дифракции. Ширина областей дифракционного отражения, их частотное местоположение и частотное расстояние определяются параметрами среды и ультразвуковых волн, ими можно управлять. Следовательно, такие системы можно использовать как управляемые поляризационные фильтры и зеркала, преобразователи поляризации мод, модовые дискриминаторы, мультиплексеры

для циркулярно поляризованных волн. Они также могут быть использованы как источники круговой (эллиптической) поляризации.

Автор выражает благодарность А.А. Геворгяну за ценное обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J. Joannopoulos, R. Meade, J. Winn.** Photonic Crystals. Princeton, Princeton University, 1995.
2. **K. Sakoda.** Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin, Springer, 2001.
3. **S. Bassiri, C.H. Papas, N. Engheta.** J. Opt. Soc. Am. A, **5**, 1450 (1988).
4. **M.P. Silverman, J. Badoz.** J. Opt. Soc. Am. A, **11**, 1894 (1994).
5. **A. Lakhtakia, V.V.Varadan, V.K.Varadan.** Int. J. Eng. Sci., **27**, 1267 (1989).
6. **V.R. Tuz, V.B. Kazanskiy.** J. Opt. Soc. Am. A, **25**, 2704 (2008).
7. **О.В. Иванов, Д.И.Семенов.** Кристаллография, **45**, 534 (2000).
8. **А.Ф. Константинова, Б.В. Набатов и др.** Кристаллография, **47**, 879 (2002).
9. **K.M. Flood, D.L. Jaggard.** J. Opt. Soc. Am. A, **13**, 1395 (1996).
10. **A. H. Gevorgyan.** Tech. Phys., **52**, 466 (2007).
11. **I.-Ch. Khoo.** Liquid Crystals. New Jersey, Wiley, 2007.
12. **В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков.** Физические основы акустооптики. М., Радио и связь, 1985.
13. **Е.М. Harutyunyan, А.Н. Gevorgyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **41**, 30 (2006).
14. **Е.М. Harutyunyan, S.H. Harutyunyan, А.Н. Gevorgyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **42**, 16 (2007).
15. **А.Н. Gevorgyan.** Phys. Rev. E, **83**, 011702 (2011).
16. **А.Н. Gevorgyan.** Phys. Rev. E, **85**, 021704 (2012).
17. **А.Н. Gevorgyan.** Opt. Spectrosc., **91**, 762 (2001).

ԵՐԿՈՒ ՀԱՆԴԻՊԱԿԱՑ ԳԵՐԶԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ
ԳԻՐՈՏՐՈՊ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Է.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Քննարկված է երկու հանդիպակաց ուլտրաձայնային ալիքների դաշտում գտնվող գիրոտրոպ բյուրեղով լույսի թեք անցումը: Խնդիրը լուծված է շերտերի գումարման Համբարձումյանի մոդիֆիկացված մեթոդով: Բերված են անդրադարձման սպեկտրները խնդրի պարամետրերի տարբեր արժեքների դեպքում: Քննարկված են այդպիսի համակարգերի կիրառման հնարավորությունները:

OPTICAL PROPERTIES OF GYROTROPIC CRYSTALS IN THE FIELD OF COUNTERPROPAGATING ULTRASOUND WAVES

E.M. HARUTYUNYAN

The light oblique transmission through a gyrotropic crystal layer being in the counterpropagating ultrasound waves field is considered. The problem is solved by the Ambartsumian's layer addition modified method. The reflection spectra at different values of problem are presented. Possible applications of such systems are considered.

УДК 548.0

ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ СТОПЫ ИЗ СЛОЕВ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА И ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ

Г.К. МАТИНЯН

Армянский национальный аграрный университет, Ереван

e-mail: matinyan@yandex.ru

(Поступила в редакцию 11 февраля 2013 г.)

Исследованы особенности излучения стопы, состоящей из слоев холестерического жидкого кристалла и изотропной среды. Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна. Исследованы особенности спектров отражения и фотонной плотности состояний. Показано, что рассматриваемая система может использоваться для получения низкопороговых лазеров с управляемой в широких пределах длиной волны излучения.

1. Введение

В последние годы бурно развивается материаловедение. Особенно большое развитие получила наука о лазерных материалах. В частности, в лазерах большое применение нашли фотонные кристаллы (ФК) и метаматериалы. ФК и метаматериалы продолжают оставаться в центре внимания исследователей как в связи с их широким применением в современной науке и технике, так и в связи с успехами развития современной технологии по созданию новых сред. В спектре пропускания ФК существует фотонная запрещенная зона (ФЗЗ), частотную ширину и частотное местоположение которой можно изменить либо внешними полями, либо изменением внутренней структуры кристалла [1-3]. ФК с управляемыми параметрами представляют особый интерес. Одним из классических примеров естественного ФК являются холестерические жидкие кристаллы (ХЖК). Кроме того, ХЖК известны также как ФК с легко управляемыми параметрами (их параметры могут управляться внешними электрическим, магнитным или сильным световым полями, термическим градиентом, УФ излучением и т.д.). ХЖК обладают единственной ФЗЗ (при нормальном падении света) и поэтому обладают одноцветным отражением циркулярно поляризованной падающей волны, имеющей знак хиральности среды.

С другой стороны, ФК с многократными (многоцветными) ФЗЗ в последнее время представляют большой интерес. Они находят широкое применение, в частности, в производстве дисплеев. О формировании многократных ФЗЗ в многослойных структурах, содержащих слои ХЖК и изотропные слои, сооб-

щалося в теоретических и экспериментальных работах [4-6]. Аналогичные исследования многослойных структур, содержащих слои ХЖК и анизотропные слои, выполнены в работе [7]. В работе [8] исследованы квазипериодические системы, описываемые рядом Фибоначчи и содержащие слои ХЖК. В недавних работах [9,10] исследованы оптические свойства стопы, состоящей из право- и левовращающих слоев ХЖК, при слабой локальной диэлектрической анизотропии. В работе [11] проведены аналогичные исследования для стопы из право- и левовращающих ХЖК с локальными (как диэлектрической, так и магнитной) анизотропиями. В работе [12] исследованы отражательные, поляризационные и невзаимные свойства многослойной системы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды.

В средах, обогащенных флуоресцентными гость-молекулами, причем так, что пик флуоресцентного излучения включает в себе ФЗЗ, периодическая структура среды существенно влияет на спектр излучения. В такой системе возможна беззеркальная лазерная генерация с узким частотным спектром на краях ФЗЗ и наиболее низким порогом по оптической накачке [13-34]. В указанных работах исследованы также особенности лазерной генерации ФК в различных многослойных системах и при различных внешних воздействиях. Отметим, что количественная теория для объяснения подавления и усиления циркулярно-поляризованной эмиссии в ХЖК, основанная на эффекте аномально сильного поглощения [35,36], развита в работах [19-21] и экспериментально продемонстрирована в работе [22].

В данной работе исследованы отражательные и излучательные свойства многослойной системы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды. Найдено много новых и интересных свойств этой системы, которые могут иметь важные применения.

2. Метод анализа

Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна [37,38]. Согласно [37,38], если имеется система, состоящая из двух приложенных “слева направо” друг к другу слоев “А” и “В”, то матрицы отражения и пропускания системы “А+В” \hat{R}_{A+B} и \hat{T}_{A+B} определяются через аналогичные матрицы составляющих слоев:

$$\hat{R}_{A+B} = \hat{R}_A + \tilde{\hat{T}}_A \hat{R}_B \left[\hat{I} - \tilde{\hat{R}}_A \hat{R}_B \right]^{-1} \hat{T}_A, \quad \hat{T}_{A+B} = \hat{T}_B \left[\hat{I} - \tilde{\hat{R}}_A \hat{R}_B \right]^{-1} \hat{T}_A, \quad (1)$$

где \hat{I} – единичная матрица, а тильдой обозначены матрицы отражения и пропускания в случае обратного направления распространения света. При этом, в случае, когда рассматриваемый слой с обеих сторон граничит с одной и той же средой, матрицы отражения и пропускания при падении света “справа” и “слева” связаны между собой соотношениями

$$\tilde{\hat{T}} = \hat{F}^{-1} \hat{T} \hat{F}, \quad \tilde{\hat{R}} = \hat{F}^{-1} \hat{R} \hat{F}, \quad (2)$$

где $\hat{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ при линейных базисных поляризациях и $\hat{F} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ при круговых базисных поляризациях. Точные матрицы отражения и пропускания для конечного слоя ХЖК (при нормальном падении света) и изотропного слоя конечной толщины хорошо известны [39-41].

Расчет прохождения (отражения) через стопу, состоящую из слоев ХЖК и изотропной среды, выполнен на основании матричных уравнений (1), путем их последовательного применения, по мере добавления новых подслоев к стопе, которая рассматривается как слой A , а вновь добавленная – как слой B . Поэтому для организации вычислений удобнее систему (1) представить в виде системы разностных матричных уравнений:

$$\hat{R}_j = \hat{r}_j + \hat{t}_j \hat{R}_{j-1} (\hat{I} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \quad \hat{T}_j = \hat{T}_{j-1} (\hat{I} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \quad (3)$$

с $\hat{R}_0 = \hat{0}$ и $\hat{T}_0 = \hat{I}$. Здесь $\hat{R}_j, \hat{T}_j, \hat{R}_{j-1}$ и \hat{T}_{j-1} – матрицы отражения и пропускания для системы с j и $(j-1)$ подслоями, соответственно, \hat{r}_j, \hat{t}_j – матрицы отражения и пропускания j -го подслоя, $\hat{0}$ – нулевая матрица.

Как отмечено во введении, ФК, обогащенные лазерными красителями (резонансными атомами), могут быть использованы для создания лазеров с обратной связью, а при определенных условиях и без зеркал. В средах с усилением (в частности, в ФК, обогащенных флуоресцентными гость-молекулами, причем так, что пик флуоресцентного излучения находится в ФЗЗ или включает в себя ФЗЗ) ФЗЗ существенно влияет на спектр излучения. Внутри ФЗЗ волна – затухающая и уменьшается экспоненциально (эванесцентная волна), вследствие чего спонтанное излучение подавляется. Это объясняется тем, что фотонная плотность состояний (ФПС) стремится к нулю и, так как известно (см., в частности, [16,17]), что интенсивность спонтанного излучения пропорциональна ФПС, интенсивность спонтанного излучения также стремится к нулю. Действительно, согласно теории, развитой в [16,17], интенсивность спонтанного излучения внутри слоя в точке с координатой z определяется выражением

$$p(\lambda, z) = \frac{\rho_m(\omega)}{\rho_{iso}} \frac{\langle |\mathbf{d}|^2 \rangle |E_m(z)|^2}{U(k)}, \quad (4)$$

где ρ_m и $E_m(z)$ – соответственно, ФПС и электрическое поле m -ой собственной моды, ρ_{iso} – ФПС для однородного изотропного слоя с коэффициентом преломления $n = \bar{n}$, $\langle |\mathbf{d}|^2 \rangle$ – усредненный по ориентационному распределению момент дипольных переходов, $U(k)$ – суммарная электрическая энергия, запасенная в ФК. На границах ФЗЗ происходит резкое увеличение времени жизни спонтанного излучения τ_s (вне ФЗЗ τ_s уменьшается с осцилляциями), сильно увеличивая вынужденное излучение.

Ниже мы рассмотрим особенности спектров относительной ФПС $\rho(\lambda)/\rho_{iso}$. Вычисления сделаны для собственных поляризаций (СП). Как известно, СП – это две поляризации падающей волны, которые не изменяются при

прохождении света через систему, а собственные значения – это амплитудные коэффициенты отражения и пропускания для падающего света с СП [39-41]. Будем исследовать возможность управления длиной волны лазерного излучения изменением внутренней структуры ФК.

ФПС является обратной величиной групповой скорости и определяется выражением

$$\rho(\omega) \equiv \frac{dk}{d\omega} = \frac{1}{L} \frac{du}{u^2 + v^2} v - \frac{dv}{d\omega} u, \quad (5)$$

где d – толщина ФК, а u и v – соответственно, реальная и мнимая части коэффициента пропускания системы.

3. Результаты и обсуждение

Проанализируем спектральные свойства многослойной структуры, представляющей собой стопу, состоящую из слоев ХЖК и изотропной среды (рис. 1). Обыкновенный и необыкновенный показатели преломления подслоев ХЖК следующие: $n_o = \sqrt{\varepsilon_1} = 1.4639$ и $n_e = \sqrt{\varepsilon_2} = 1.5133$ (это параметры слоя ХЖК следующего состава: холестерил-нонаноат:холестерил хлорид:холестерил ацетат = 20:15:6, обладающий при комнатной температуре (24°C) шагом спирали в оптическом диапазоне ($p = \pm 420$ нм) и имеющий область дифракционного отражения при нормальном падении в интервале длин волн падающего света от 615 нм до 635 нм). Коэффициент преломления n изотропных слоев выбран $n = 1.7$. На первом этапе мы будем предполагать, что n_o и n_e рассматриваемых слоев ХЖК и n изотропных слоев постоянны и не зависят от частоты, а мнимые части очень малы и также не зависят от частоты, т.е. мы не будем рассматривать эффекты оптической дисперсии и поглощения.

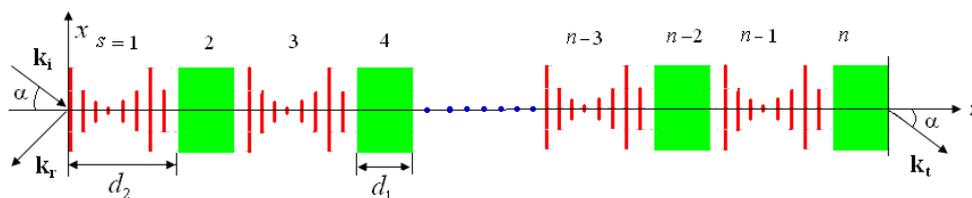


Рис. 1. Схема модели стопки, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды.

3.1. Спектры отражения и фотонной плотности состояний

На рис.2 представлены спектры отражения при $s = 100$ (s – число подслоев в системе) в случае нормального падения света. Поляризации падающего на систему света совпадают с поляризациями первой (сплошная кривая) и второй (штриховая кривая) СП. СП системы являются квазикруговыми поляризациями, причем эллиптичности СП по модулю отличаются от единицы, в основном, в ФЗЗ. Вне этих областей эллиптичности по модулю практически равны единице. Так что будем считать, что поляризация первой СП практически совпадает с

правой круговой поляризацией, а поляризация второй СП – с левой круговой поляризацией. Здесь и далее рассматриваем случай $n_i=1$ (n_i – коэффициент преломления полупространств, граничащих с обеих сторон рассматриваемой системы), т.е. предполагаем, что система находится в вакууме и, кроме того, если особо не отмечается, предполагаем, что первый подслоем системы является слоем изотропной среды.

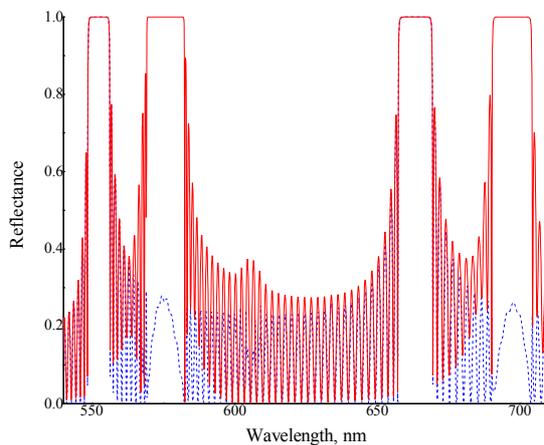


Рис.2. Спектр отражения при нормальном падении света. Падающий на систему свет имеет поляризации, совпадающие с первой (сплошная линия) и второй (штриховая линия) СП. $d_2 = 1000$ нм, $d_1 = 100$ нм, $s = 100$.

Как видно из рис.2, в отличие от одного слоя ХЖК, эта система имеет многократные ФЗЗ. Имеются ФЗЗ двух типов, а именно, не зависящие от поляризации падающего света ФЗЗ и селективные по отношению к поляризации ФЗЗ.

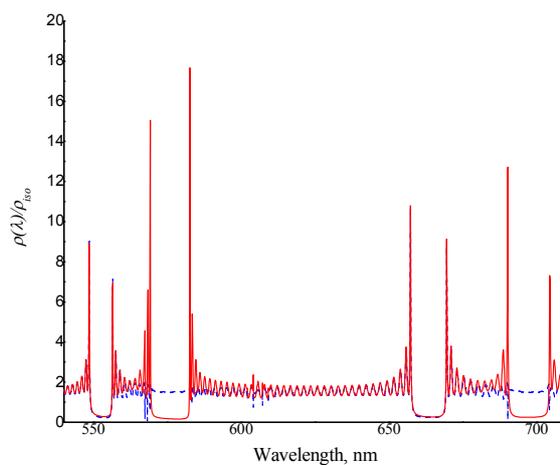


Рис.3. Спектр фотонной плотности состояний при нормальном падении света. Падающий на систему свет имеет поляризации, совпадающие с первой (сплошная линия) и второй (штриховая линия) СП. Параметры те же, что и на рис.2.

На рис.3 представлены спектры относительной ФПС. Опять поляризации падающего на систему света совпадают с первой (сплошная кривая) и второй (штриховая кривая) СП.

Сравнение кривых ФПС с кривыми отражения показывает, что $\rho(\lambda)/\rho_{iso}$ практически равно нулю в ФЗЗ-х и имеет максимумы на границах ФЗЗ, как и следовало ожидать. Вне ФЗЗ ФПС осциллирует. Эти максимумы на границах ФЗЗ отличаются по величине и, кроме того, ФПС на границах селективной ФЗЗ больше по величине, чем на границах соседней неселективной ФЗЗ.

3.2. Влияние толщин подслоев

Перейдем к исследованию влияния изменения толщин подслоев (т.е. слоев ХЖК и изотропных слоев) в системе на спектры ФПС. Как и выше, рассмотрим случай, когда первый подслой является слоем изотропной среды.

На рис.4 представлены зависимости $\rho(\lambda)/\rho_{iso}$ при различных толщинах подслоев ХЖК. Поляризация света совпадает с поляризацией второй СП. Как известно [12], частотное местоположение и частотная ширина ФЗЗ являются функциями толщин подслоев ХЖК. По мере увеличения толщин подслоев ХЖК в системе, ФЗЗ в каждом порядке смещаются в сторону длинных волн. Кроме того, изменяется их частотная ширина, причем, периодически увеличиваясь, а затем уменьшаясь. С увеличением d_2 (рис.1) уменьшается максимальная частотная ширина ФЗЗ. При каждом значении d_2 может возникать от трех до пяти ФЗЗ. Отметим также, что характер изменения частотного местоположения и частотной ширины ФЗЗ при изменении толщин подслоев ХЖК существенно иные для ФЗЗ двух типов (селективного по отношению к поляризации падающего света и неселективного). Как видно из рис.4. увеличение толщин подслоев ХЖК приводит как к частотному смещению пиков относительной ФПС, так и к изменению самой величины ФПС.

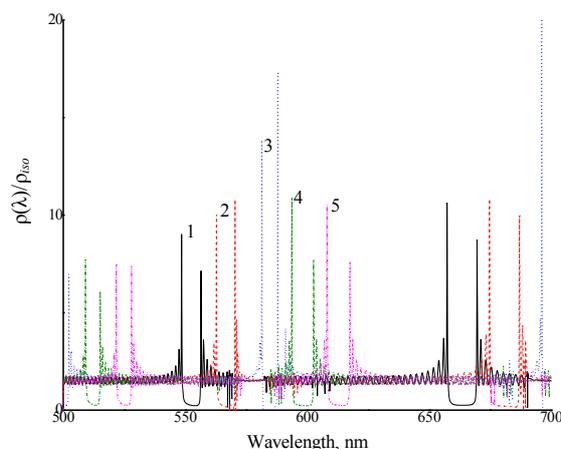


Рис.4. Спектр фотонной плотности состояний при различных значениях толщин подслоев ХЖК d_2 . Падающий на систему свет имеет поляризацию, совпадающую со второй СП. 1) $d_2 = 1000$ нм, 2) 1030 нм, 3) 1060 нм, 4) 1090 нм, 5) 1120 нм. Остальные параметры те же, что и на рис.2.

На рис.5 представлены спектры $\rho(\lambda)/\rho_{iso}$ при различных значениях подслоев ХЖК в случае, когда поляризация света совпадает с поляризацией первой СП.

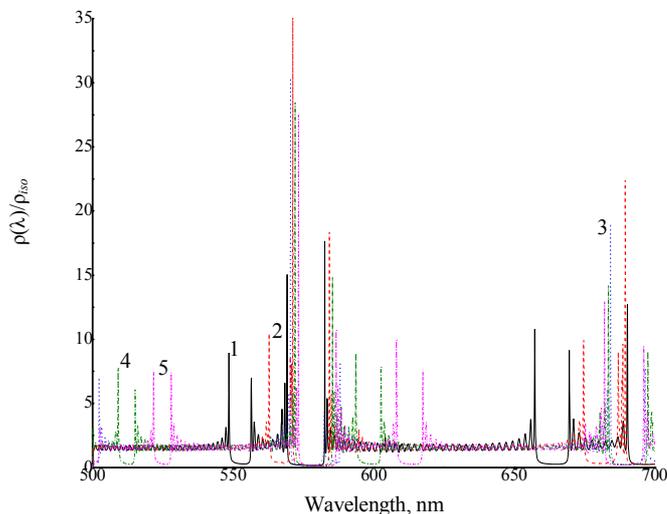


Рис.5. Спектр фотонной плотности состояний при различных значениях толщин подслоев ХЖК d_2 . Падающий на систему свет имеет поляризацию совпадающую с первой СП. Параметры и обозначения те же, что и на рис.4.

Перейдем к исследованию влияния изменения толщин подслоев изотропных слоев в системе на спектры ФПС. На рис.6 представлены зависимости $\rho(\lambda)/\rho_{iso}$ при различных толщинах подслоев изотропных сред. Поляризация света совпадает с поляризацией второй СП. Как известно [12], частотное местоположение и частотная ширина ФЗЗ являются функциями также от толщин подслоев изотропных слоев. По мере увеличения d_1 ФЗЗ смещаются в сторону длинных волн, а частотная ширина ФЗЗ осциллирует и при определенных значениях d_1 превращается в нуль. Далее, по мере увеличения d_1 ФЗЗ селективного характера также смещаются в сторону длинных волн, однако частотная ширина не всех ФЗЗ такого типа осциллирует и она при определенных значениях d_1 не обращается в нуль. Как видно из рис.6, увеличение толщин подслоев изотропных сред также приводит как к частотному смещению пиков ФПС, так и к изменению самой величины ФПС.

На рис.7 представлены зависимости $\rho(\lambda)/\rho_{iso}$ при различных толщинах подслоев изотропных сред в случае, когда поляризация света совпадает с поляризацией первой СП.

Как показывают наши исследования частотного смещения пиков относительной ФПС и изменения самой величины ФПС на этих пиках можно достичь также изменением коэффициента преломления подслоев изотропных сред, главных значений тензора диэлектрической проницаемости и локальной анизотропии подслоев ХЖК.

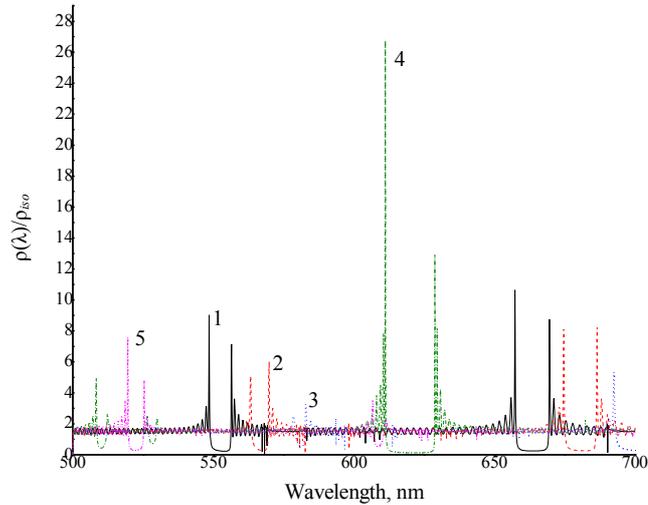


Рис.6. Спектр фотонной плотности состояний при различных значениях толщины подслоев изотропной среды d_1 . Падающий на систему свет имеет поляризацию, совпадающую со второй СП. 1) $d_1 = 100$ нм, 2) 125 нм, 3) 150 нм, 4) 175 нм, 5) 200 нм. Остальные параметры те же, что и на рис.2.

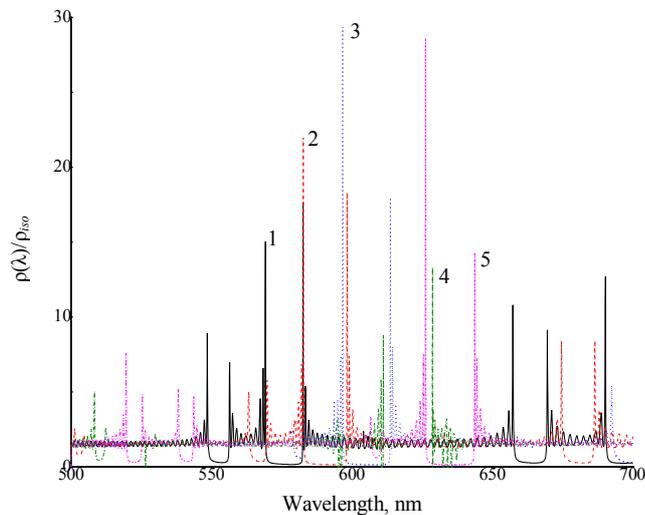


Рис.7. Спектр фотонной плотности состояний при различных значениях толщины подслоев изотропной среды d_1 . Падающий на систему свет имеет поляризацию, совпадающую с первой СП. Параметры и обозначения те же, что и на рис.6.

4. Заключение

Нами исследованы особенности спектров отражения и ФПС стопы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды. Эти исследования дают много информации о новых возможных применениях хиральных ФК в оптике, фотонике и в физике лазеров. Показано, что рассматриваемая нами система обладает многократными ФЗЗ. Это свойство рассматриваемой системы может найти широкое

применение, в частности, в производстве дисплеев. Показано, что имеются ФЗЗ двух типов, селективные по отношению к поляризации падающего света и не-селективные. Показано, что изменения толщин подслоев ХЖК и подслоев изотропных сред в системе приводит как к частотному смещению ФЗЗ, так и к изменению ширины ФЗЗ. Показано, что такие изменения происходят также при изменении коэффициента преломления подслоев изотропных сред, а также главных значений тензора диэлектрической проницаемости и локальной анизотропии подслоев ХЖК. Подслои изотропных сред могут быть керровскими, фото-рефрактивными и т.д., следовательно, их параметры могут управляться внешними полями (электрическими, магнитными, световыми, и т.д.). Управляемость ХЖК также хорошо известна. Таким образом, рассматриваемая система может использоваться для получения низкопороговых лазеров с управляемой в широких пределах длиной волны излучения.

Учитывая возможность управления шириной, числом и частотным местоположением этих областей с помощью внешних полей (электрического, магнитного, механического, теплового, светового и т.д.) или возможность изменения внутренней структуры системы, данная система представляется перспективной и в других областях науки и техники.

Выражаю благодарность А.А. Геворгяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **K. Sakoda.** Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin, Springer, 2001.
2. **S.G. Johnson, J. Joannopoulos.** Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice. Boston, Kluwer, 2002.
3. **C.M. Soukoulis, (ed.).** Photonic Crystals and Light Localization in the 21st Century. NATO Science Series C: **563**, 616 (2001).
4. **N.Y. Ha, Y. Ohtsuka, et al.** Nature Mat., **7**, 43 (2008).
5. **E.M. Nascimento, I.N. de Oliveira, M.L. Lyra.** J. Appl. Phys., **104**, 103511 (2008).
6. **Z. He, Z.Ye, et al.** Opt. Commun., **284**, 4022 (2011).
7. **E.M Nascimento, F.M. Zanetti, et al.** Phys. Rev. E, **81**, 031713 (2010).
8. **N.Y. Ha, Y. Takanishi, K. Ishikawa, H. Takezoe.** Opt. Express, **15**, 1024 (2007).
9. **A.H. Gevorgyan.** Phys. Rev. E, **85**, 021704 (2012).
10. **A.H. Gevorgyan.** Opt. Spectrosc., **113**, 141 (2012).
11. **A.H. Gevorgyan.** Mol. Cryst. Liq. Cryst., **559**, 76 (2012).
12. **M.Z. Harutyunyan, A.H. Gevorgyan, G.K. Matinyan.** Opt. Spectrosc., **114**, 601 (2013).
13. **J.P. Dowling, M. Scalora, M.J. Bloemer, C.M. Bowden.** J. Appl. Phys., **75**, 1896 (1994).
14. **V.I. Kopp, B. Fan, H.K.M. Vithana, A.Z. Genack.** Opt. Lett., **23**, 1707 (1998).
15. **K.L. Woon, M. O'Neill, et al.** Phys. Rev. E, **71**, 041706 (2005).
16. **S.Furumi, S.Yokoyama, et al.** Appl. Phys. Lett., **84**, 2491 (2004).
17. **A.H. Gevorgyan.** Technical Physics, **53**, 737 (2008).
18. **B. Taheri, A.F. Muñoz, et al.** Mol. Cryst. Liq. Cryst., **358**, 73 (2001).
19. **V.A. Belyakov.** Ferroelectrics, **344**, 163 (2006).
20. **A.H. Gevorgyan, M.Z. Harutyunyan.** J. Mod. Opt., **56**, 1163 (2009).
21. **A.H. Gevorgyan, K.B. Oganessian, et al.** Opt. Commun., **283**, 3707 (2010).
22. **Y. Matsuhisa, Y. Huang, et al.** Appl. Phys. Lett., **90**, 091114 (2007).
23. **A.H. Gevorgyan.** Opt. Spectrosc., **106**, 43 (2009).

24. **A.H. Gevorgyan.** Opt. Spectrosc., **108**, 86 (2010).
25. **H. Finkelmann, S.T. Kim, et al.** Adv. Mat., **13**, 1069 (2001).
26. **A.H. Gevorgyan, K.B. Oganesyanyan, et al.** Mod. Phys. Lett. B, **25**, 1511 (2011).
27. **P.V. Shibaev, R.L. Sanford, et al.** Opt. Express, **13**, 2358 (2005).
28. **H. Yoshida, C.H. Lee, et al.** Appl. Phys. Lett., **89**, 231913 (2006).
29. **S.M. Jeong, N.Y. Ha, et al.** Appl. Phys. Lett., **90**, 261108 (2007).
30. **S.C. Choi, S.M. Morris, et al.** Appl. Phys. Lett., **91**, 231110 (2007).
31. **R.B. Alaverdyan, A.H. Gevorgyan, et al.** Quantum Electronics, **38**, 497 (2008).
32. **R.B. Alaverdyan, A.H. Gevorgyan, et al.** J. Optical Technology, **75**, 479 (2008).
33. **Y. Takanishi, Y. Ohtsuka, et al.** Opt. Express., **18**, 12909 (2010).
34. **M.-Y. Jeong, J.W. Wu.** Opt. Express, **18**, 24221 (2010).
35. **V.A. Belyakov, A.H. Gevorgian, et al.** Sov. Phys. Tech. Phys., **32**, 843(1987).
36. **V.A. Belyakov, A.H. Gevorgian, et al.** Sov. Phys.-Crystallography, **33**, 337 (1988).
37. **A.H. Gevorgyan.** Phys. Rev. E, **83**, 011702 (2011).
38. **A.H. Gevorgyan, A.N. Kocharian.** Opt. Commun., **285**, 2854 (2012).
39. **G.A. Vardanyan, A.H. Gevorgyan.** Crystallography Reports, **42**, 663 (1997).
40. **A.H. Gevorgyan.** Opt. Spectrosc., **89**, 631 (2000).
41. **R.M.A. Azzam, N.M. Bashara.** Ellipsometry and Polarized Light. New York, North-Holland, 1977.

ԽՈՒԼԵՍՏԵՐԻՆԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ԵՎ ԻԶՈՏՐՈՊ
ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՇԵՐՏԵՐԻՑ ԿԱԶՄՎԱԾ ԴԱՐՄԻ
ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Գ. Կ. ՄԱՏԻՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված են խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղի և իզոտրոպ միջավայրի շերտերից կազմված դարսի ճառագայթման առանձնահատկությունները: Խնդիրը լուծված է Համբարձումյանի շերտերը գումարման մոդիֆիկացված մեթոդով: Հետազոտված են անդրադարձման և ֆոտոնային վիճակների խտության սպեկտրների առանձնահատկությունները: Ցույց է տրված, որ քննարկվող համակարգը կարող է օգտագործվել լազերներում, դեկավարվող ալիքի երկարությամբ ցածրաշեմ լազեր ստանալու համար:

PECULIARITIES OF RADIATION OF A STACK OF CHOLESTERIC
LIQUID CRYSTAL AND ISOTROPIC MEDIUM LAYERS

G.K. MATINYAN

Peculiarities of radiation of a stack of cholesteric liquid crystal and isotropic medium layers are studied. The problem is solved by Ambartsumian's layer addition modified method. Features of the reflection spectra and the spectra of photonic density of states are investigated. It is shown that the system can be used in laser technique for constructing low-threshold lasers which are tunable in a wide band of the radiation wavelength.

УДК 621.373

**ДИНАМИКА ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ
РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА
ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ В НЕСКОЛЬКО ОПТИЧЕСКИХ
КОЛЕБАНИЙ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В КРИСТАЛЛЕ
GaAs С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ**

А.А. АХУМЯН¹, Г.Д. ОГАНЕСЯН^{2*}

¹Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак

²Ереванский государственный университет, Армения

*e-mail: gev199123@ysu.am

(Поступила в редакцию 25 февраля 2013 г.)

Рассмотрен процесс генерации излучения разностной частоты в GaAs с периодической доменной структурой в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в режиме слабо выраженной материальной дисперсии. Методом прямых получено численное решение системы связанных нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих эволюцию электрического поля лазерного импульса длительностью в несколько колебаний в кристалле GaAs как с периодической, так и с chirпированной доменной структурой. Показано, что применение кристалла GaAs с chirпированной доменной структурой позволяет управлять законом частотной модуляции широкополосного импульсного излучения разностной частоты.

1. Введение

В настоящее время излучение разностной частоты в диапазоне длин волн 4–18 мкм находит широкое применение в спектроскопии и диагностике различных сред, включая биологические объекты, для радиоастрономических измерений, создания новых систем связи, исследований в области аэронавтики и мониторинга окружающей среды. Достигнуты значительные успехи в области генерации и детектирования сверхкоротких импульсов в данном диапазоне длин волн оптическими методами, среди которых наибольшее распространение получили методы, основанные на использовании электрооптических материалов [1-3].

С целью эффективного преобразования излучения фемтосекундного лазерного импульса в излучение в указанном диапазоне длин волн широкое распространение получили периодические доменные структуры. Наиболее перспективными являются периодически поляризованные кристаллы – сегнетоэлектрики с регулярной одномерной доменной структурой [4,5]. При оптималь-

ном выборе периода и пространственной ориентации периодическое изменение знака квадратичной восприимчивости на границах разделов доменов создает условия для квази-синхронизма сигнальной и холостой волн в объемных кристаллах с произвольными дисперсионными характеристиками. В задачах преобразования широкополосного непрерывного или импульсного излучения разностной частоты широко используются chirпированные доменные структуры [1]. Одним из основных факторов, ограничивающих эффективность преобразования частоты фемтосекундного лазерного импульса в нелинейном кристалле с периодической доменной структурой являются дисперсия групповой скорости и дисперсионное расплывание импульса. Для генерации излучения разностной частоты оптическим методом широко используется изотропный кристалл GaAs с периодической доменной структурой [6-8], имеющий полосу прозрачности 0.9–17 мкм и коэффициент поглощения в частотном диапазоне до 3 ТГц менее 5 см^{-1} [9]. Коэффициент нелинейной восприимчивости GaAs достаточно высок и сравним с соответствующими значениями для таких кристаллов, как ZnTe, GaP, GaSe, которые также используются для генерации излучения разностной частоты. Отметим, что длина волны фемтосекундного лазерного импульса накачки должна быть больше 1.75 мкм, так как в окрестности данной длины волны в кристалле GaAs имеет место двухфотонное поглощение [9]. Следовательно, для генерации излучения разностной частоты в кристалле GaAs одним из перспективных является использование волоконно-оптических лазеров, генерирующих фемтосекундные импульсы на длине волны 1.98 мкм. GaAs – это кубический кристалл, который принадлежит точечной группе $43m$, имеет три отличных от нуля коэффициента нелинейной восприимчивости (d_{14} , d_{25} , d_{36} подобно кристаллам группы $42m$), которые в силу симметрии Клеймана равны между собой.

В настоящей работе исследуется процесс генерации излучения разностной частоты в поле фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в кристалле GaAs как с периодической, так и chirпированной доменной структурой. А именно, рассматривается процесс генерации разностной частоты, формирующийся при взаимодействии высокочастотной и низкочастотной компонент возбуждающего импульса фемтосекундной длительности, имеющего необходимую ширину спектра.

С целью описания процесса взаимодействия линейно поляризованного лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний с периодической и chirпированной доменной структурой, в режиме слабо выраженной материальной дисперсии, используется система нелинейных связанных дифференциальных уравнений в частных производных, применяемая в приближении однонаправленных волн. В ходе численного решения системы нелинейных связанных дифференциальных уравнений в частных производных методом прямых рассчитаны временной профиль и спектр импульсного излучения разностной частоты (ИИРЧ). Получены зависимости мгновенных частот ИИРЧ от времени. Показано, что применение chirпированных доменных структур позволяет управлять законом частотной модуляции широкополосного ИИРЧ. Для исследу-

дования динамической spectroграммы широкополосного ИИРЧ использовано преобразование Вигнера.

2. Отклик квадратично-нелинейной среды с периодической доменной структурой в режиме слабо выраженной материальной дисперсии в приближении однонаправленной волны

Рассмотрим случай, когда линейно поляризованные лазерные импульсы с плоскими волновыми фронтами и с взаимноортогональными плоскостями поляризации E_z и E_y распространяются вдоль оси x , совпадающей с нормалью к плоскости $\langle 110 \rangle$, в изотропном кристалле GaAs. Импульс с y -поляризацией E_y падает на кристалл GaAs, а импульс с z -поляризацией E_z формируется в результате нелинейного взаимодействия y -поляризованного E_y импульса с кристаллом. Соответствующие волновые уравнения для полей E_z и E_y можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 E_{z(y)}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_{z(y)}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{L,z(L,y)}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{NL,z(NL,y)}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где $P_{L,z}$ и $P_{L,y}$ – линейные части поляризации среды, $P_{NL,z}$ и $P_{NL,y}$ – нелинейные части поляризации среды. Линейный отклик среды для z - и y -поляризаций определяется следующими выражениями:

$$P_{Lz,Ly}(\omega) = \chi^{(1)}(\omega) E_{y,z}(\omega), \quad (2)$$

где $\chi^{(1)}(\omega)$ – линейная восприимчивость среды.

Согласно [9], линейная восприимчивость GaAs, в спектральном диапазоне 0.97–17 мкм, может быть представлена в виде

$$\chi^{(1)}(\omega) = n^2(\omega) - 1 = b_0 + \sum_{i=1}^3 \frac{b_i (2\pi c)^2}{\omega_i^2 - \omega^2}, \quad (3)$$

где $b_0 = 4.372514$, $b_1 = 27.83972$, $b_2 = 0.031764 + 4.35 \times 10^{-5} \Delta T + 4.664 \times 10^{-7} \Delta T^2$, $b_3 = 0.00143636$, $\lambda_1 = 0.4431307 + 0.50564 \times 10^{-4} \Delta T$ мкм, $\lambda_2 = 0.8746453 + 0.1913 \times 10^{-3} \Delta T - 4.882 \times 10^{-7} \Delta T^2$ мкм, $\lambda_3 = 36.9166 - 0.011622 \Delta T$ мкм, $\lambda_i = 2\pi c / \omega_i$, ΔT – отклонение температуры от комнатной $t = 20^\circ\text{C}$ ($T = 293$ К), n – коэффициент преломления среды.

При выбранной геометрии нелинейная поляризация среды, обусловленная нелинейной квадратичной восприимчивостью, в квазистатическом приближении может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} P_{NL,z}(t) &= \varepsilon_0 d_{14} E_y^2(t), \\ P_{NL,y}(t) &= \varepsilon_0 d_{14} E_z(t) E_y(t) \sqrt{2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $d_{14} = 150 \times 10^{-12}$ м/В – коэффициент нелинейной восприимчивости кристалла GaAs. Коэффициент тензора d_{14} определяется через соответствующую компоненту тензора нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$ как $d_{14} = \chi^{(2)}_{XYZ}/2$, где X , Y и Z – кристаллографические оси кристалла. В выбранной нами лабораторной коорди-

натной системе ось z совпадает с осью Z , а оси X и Y составляют угол 45° с осью $у$. Рассматривается тип синхронизма при котором полярный угол $\theta = 90^\circ$, а азимутальный угол $\varphi = 45^\circ$.

Рассмотрим случай, когда спектр лазерных импульсов лежит ниже частот электронного резонансного поглощения среды, но выше ионных резонансных частот. Иначе говоря, с учетом (3) можно сказать, что центральная длина волны взаимодействующих импульсов должна удовлетворять неравенству $0.8746 \text{ мкм} < \lambda_0 < 36.9166 \text{ мкм}$. Как показано в [10], при выполнении данного условия коэффициент преломления среды, определяемый в соответствии с (3) в спектральном диапазоне 1.98 мкм–10 мкм, может быть представлен в виде ряда

$$n_{\text{ap}}(\omega, \Delta T) = \alpha(\Delta T) + \beta(\Delta T)c\omega^2 + \gamma(\Delta T)c\omega^4 - \frac{\theta(\Delta T)c}{\omega^2},$$

$$\alpha(\Delta T) = \sqrt{a_0(\Delta T)}, \quad \beta(\Delta T) = \frac{a_1(\Delta T)}{2c\sqrt{a_0(\Delta T)}}, \quad (5)$$

$$\gamma(\Delta T) = \frac{a_2(\Delta T)}{2c\sqrt{a_0(\Delta T)}}, \quad \theta(\Delta T) = \frac{a_3}{2c\sqrt{a_0(\Delta T)}},$$

где
$$a_0(\Delta T) = 1 + b_0 + \frac{b_1(2\pi c)^2}{\omega_1^2(\Delta T)} + \frac{b_2(\Delta T)(2\pi c)^2}{\omega_2^2(\Delta T)}, \quad (6)$$

$$a_1(\Delta T) = \frac{b_1(2\pi c)^2}{\omega_1^4(\Delta T)} + \frac{b_2(\Delta T)(2\pi c)^2}{\omega_2^4(\Delta T)}, \quad a_2(\Delta T) = \frac{b_2(\Delta T)(2\pi c)^2}{\omega_2^6(\Delta T)}, \quad a_3 = b_3(2\pi c)^2.$$

Согласно численным оценкам, учет слагаемых с ω^n , где $n \geq 6$ в спектральном диапазоне 1.98 мкм–10 мкм, является не существенным [10].

В периодических доменных структурах на границах раздела доменов происходит периодическое изменение знака квадратичной восприимчивости, что создает условия для конструктивной интерференции сигнальной и холостой волн в объемных кристаллах с произвольными дисперсионными характеристиками. Периодическое изменение знака коэффициента нелинейной восприимчивости для периодических доменных структур аналитически может быть описано выражением

$$d_{14}(x) = d_{14} \sum_{m=0}^M \frac{\sin(2\pi x[2m+1]/\Lambda) \sin[\pi(m+1)/M]}{(2m+1) \pi(m+1)/M}, \quad (7)$$

где Λ – значение периода периодической доменной структуры, $m = 0, 1, 2, \dots, M$, M – количество слагаемых в сумме (7). В расчетах количество слагаемых принималось равным 50. Очевидно, что в данном случае нелинейная поляризация среды, обусловленная нелинейной квадратичной восприимчивостью, также будет периодической функцией от координаты: $P_{NL,z}(t, x)$, $P_{NL,y}(t, x)$. Выбор значения периода определяется из условий выполнения законов сохранения энергии и импульса:

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_{\text{THz}}},$$

$$\frac{n(\lambda_p)}{\lambda_p} = \frac{n(\lambda_s)}{\lambda_s} + \frac{n(\lambda_{\text{THz}})}{\lambda_{\text{THz}}} + \frac{1}{\Lambda},$$
(8)

где λ_p и λ_s – коротковолновая и длинноволновая спектральные компоненты, в пределах ширины спектра лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний, нелинейное взаимодействие которых в квадратичной нелинейной среде может привести к генерации излучения на разностной частоте λ_{THz} . В периодической доменной структуре фазовый квазисинхронизм осуществляется для всех пар коротковолновых и длинноволновых спектральных компонент, для которых выполняются условия (8). При этом, кроме спектральных компонент, находящихся в пределах ширины спектра начального импульса, следует учитывать также и вновь образовавшиеся спектральные компоненты, генерируемые в результате нелинейного взаимодействия начального импульса со средой. В частности, для лазерного импульса с гауссовским временным профилем и длительностью $\tau_0 = 30$ фс на центральной длине волны $\lambda_0 = 1.98$ мкм с шириной спектра $\Delta\nu = \sqrt{2 \ln 2} / \pi \tau_0 = 24.99$ ТГц ($\Delta\lambda = 329$ нм), спектральные компоненты с значениями длин волн от 1.813 мкм до 2.144 мкм находятся в пределах ширины спектра.

На рис. 1а показана зависимость периода Λ от длины волны коротковолнового компонента λ_p для случаев, когда длина волны длинноволновых компонент удовлетворяет условию $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ (кривая 1) и $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ (кривая 2), соответственно ($\Delta\lambda = 329$ нм). На рис. 1б показана зависимость значения длины излучения разностной частоты λ_{THz} от длины волны коротковолнового компонента λ_p при $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ (кривая 1) и $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ (кривая 2), соответственно. Кривые, представленные на рис. 1, получены с учетом формул (5) и (8). Известно, что использование chirпированных доменных структур приводит к увеличению полосы квазисинхронизма с некоторым уменьшением эффективности генерации излучения разностной частоты [4,5]. Ниже рассматриваются chirпированные доменные структуры, позволяющие формировать широкополосное излучение разностной частоты. В частности, рассматриваются структуры как с положительным, так и отрицательным пространственными chirпами периодической структуры. Толщина домена рассматриваемых chirпированных сред может быть представлена в виде

$$\Delta_i = \Delta_{\max} - i\delta\Delta, \quad (9)$$

$$\Delta_i = \Delta_{\min} + i\delta\Delta, \quad (10)$$

где Δ_{\max} и Δ_{\min} – максимальное и минимальное значение толщины структуры, $i = 0, 1, \dots, 2N$, где N – количество доменов структуры, $\delta\Delta = (\Delta_{\max} - \Delta_{\min}) / (N - 1)$. Выражение (9) соответствует среде с отрицательным пространственным chirпом, а (10) – среде с положительным пространственным chirпом.

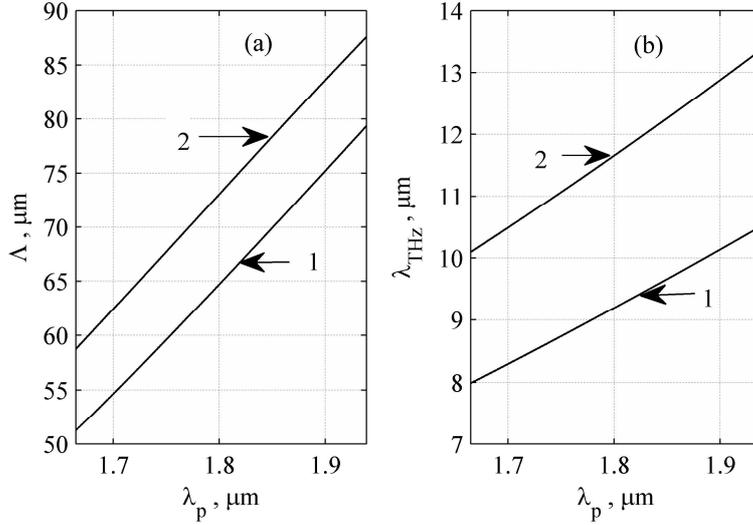


Рис.1. Зависимость периода Λ структуры от длины волны коротковолнового компонента λ_p для случаев, когда длина волны длинноволновых компонентов определяется из условий $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ (кривая 1) и $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ (кривая 2) (а). Зависимость значения длины излучения разностной частоты λ_{THz} от длины волны коротковолнового компонента λ_p при $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ (кривая 1) и $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ (кривая 2) (б).

Как показано в [10], в приближении однонаправленных волн при взаимодействии лазерного импульса длительностью в несколько колебаний с нелинейной средой в режиме слабо выраженной материальной дисперсии волновые уравнения (1), в нормированном виде с учетом (5), могут быть представлены в виде

$$\frac{\partial\Phi_z}{\partial\xi} - \frac{\partial^3\Phi_z}{\partial\eta^3} + A\frac{\partial^5\Phi_z}{\partial\eta^5} + B\int_{-\infty}^{\eta}\Phi_z d\eta' + 4\pi C(\xi)\Phi_y \frac{\partial\Phi_y}{\partial\eta} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial\Phi_y}{\partial\xi} - \frac{\partial^3\Phi_y}{\partial\eta^3} + A\frac{\partial^5\Phi_y}{\partial\eta^5} + B\int_{-\infty}^{\eta}\Phi_y d\eta' + 2\sqrt{2}\pi C(\xi)\Phi_z \frac{\partial\Phi_y}{\partial\eta} + 2\sqrt{2}\pi C(\xi)\Phi_y \frac{\partial\Phi_z}{\partial\eta} = 0, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} \tau &= t - \frac{\alpha(\Delta T)x}{c}, \quad \eta = 2\pi\frac{\tau}{T_0} = \omega_0\tau, \quad T_0 = \frac{c}{\lambda_0}, \\ \xi &= x\beta^l(\Delta T) = x\omega_0^3\beta(\Delta T), \quad \Phi_z = E_z/E_{0\max}, \quad \Phi_y = E_y/E_{0\max}, \\ A &= \omega_0^2\frac{\gamma(\Delta T)}{\beta(\Delta T)} = \omega_0^2\frac{a_2(\Delta T)}{a_1(\Delta T)}, \quad B = \frac{1}{\omega_0^4}\frac{\theta(\Delta T)}{\beta(\Delta T)} = \frac{1}{\omega_0^4}\frac{a_3(\Delta T)}{a_1(\Delta T)}, \\ C(\xi) &= \frac{1}{c\omega_0^2}\frac{\tilde{d}_{14}(\xi)}{\alpha(\Delta T)\beta(\Delta T)} = \frac{1}{\omega_0^2}\frac{4\tilde{d}_{14}(\xi)}{a_1(\Delta T)}, \quad \tilde{d}_{14}(\xi) = d_{14}(\xi)E_{0\max}, \end{aligned}$$

$E_{0\max}$ – максимальное значение амплитуды электрического поля. Согласно [10], в уравнениях (11), (12) коэффициент A соответствует отношению длины дисперсионного распывания, обусловленной дисперсией второго порядка, $L_{d2} = 2c\sqrt{a_0(\Delta T)}/(\omega_0^3 a_1(\Delta T))$, к длине дисперсионного распывания, обусловленной дисперсией четвертого порядка, $L_{d4} = 2c\sqrt{a_0(\Delta T)}/(\omega_0^5 a_2(\Delta T))$. Коэффициент B соответствует отношению длины дисперсионного распывания $L_{d2} = 2c\sqrt{a_0(\Delta T)}/(\omega_0^3 a_1(\Delta T))$ к длине дисперсионного распывания, обусловленной ионным линейным поляризационным откликом, $L_i = 2c\omega_0\sqrt{a_0(\Delta T)}/a_3(\Delta T)$. Коэффициент C соответствует отношению длины дисперсионного распывания $L_{d2} = 2c\sqrt{a_0(\Delta T)}/(\omega_0^3 a_1(\Delta T))$ к характеристической длине нелинейного взаимодействия $L_n = c\sqrt{a_0(\Delta T)}/(2\omega_0 \tilde{d}_{14})$. При $\lambda_0 = 1.98$ мкм и температуре $t = 22^\circ\text{C}$ для кристалла GaAs $L_{d2} = 7.457$ мкм, а $L_{d4} = 2.245$ мм ($A = L_{d4}/L_{d2} = 3.322 \times 10^{-3}$), $L_i = 368.899$ мкм ($B = 0.02$), и для $E_{0\max} = 100$ МВ/м $L_n = 34.62$ мкм, а коэффициент $C = 4.643$. Начальные условия для численного решения системы уравнений (11), (12) выбираются в виде

$$\Phi_y(\xi = 0, \eta) = \Phi_{y0} \exp(-\eta^2/\tau_p^2) \cos(\eta), \quad \Phi_z(\xi = 0, \eta) = 0, \quad (13)$$

где Φ_{y0} – начальное нормированное значение амплитуды импульса с у-поляризацией, $2\tau_p = 30$ фс – длительность импульса, $\lambda_0 = 1.98$ мкм – центральная длина волны.

Как показано в [10], по мере распространения у-поляризованного лазерного импульса в кристалле формируется z-поляризованный импульс, спектр которого содержит спектральные компоненты на суммарной и разностной частотах, что обусловлено последним слагаемым в (11). При численном моделировании значение периода Λ регулярной доменной структуры выбирается равной $L_S = 10L_{d2} \approx 74.57$ мкм, а длина нелинейного кристалла выбирается равной $10\Lambda \approx 745.7$ мкм. Максимальное значение начальной амплитуды начального лазерного импульса $E_{0\max} = 100$ МВ/м. Таким образом, безразмерный параметр, определяющий величину нелинейной добавки к диэлектрической проницаемости $d_{14}E_{0\max} = 0.014$, а фазовый набег $(2\pi/\lambda_0)L_S(n_{\text{nonlin}} - n_{\text{lin}}) = 0.701$, что меньше $\pi/4$. Как показано в [8], в рассматриваемом диапазоне длин волн дисперсией нелинейной восприимчивости можно пренебречь.

Выбранному значению периода регулярной доменной структуры Λ , согласно рис.1а, соответствует значение коротковолновой компоненты $\lambda_p = 1.894$ мкм при $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ (кривая 1) и $\lambda_p = 1.815$ мкм при $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ (кривая 2). Согласно рис.1б данному значению периода доменной структуры Λ соответствует значение длины волны излучения разностной частоты $\lambda_{\text{THz}} = 9.8$ мкм при $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ (кривая 1) и $\lambda_{\text{THz}} = 11.82$ мкм при $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ (кривая 2).

При численном моделировании процесса генерации излучения разност-

ной частоты рассматривается chirпированная доменная структура (9) с отрицательным пространственным chirпом, когда толщина домена меняется от $\Delta_{\max} \approx 44.74$ мкм до $\Delta_{\min} \approx 29.83$ мкм, а количество доменов равно 20, т.е. значение толщины домена структуры от домена к домену убывает на 1.65 мкм. Рассматривается также chirпированная доменная структура (10) с положительным пространственным chirпом, когда толщина домена меняется от $\Delta_{\min} \approx 29.83$ мкм до $\Delta_{\max} \approx 44.74$ мкм, а количество доменов равно 20, т.е. значение периода структуры от домена к домену возрастает на 1.65 мкм. Выбор длины нелинейного кристалла и максимального значения амплитуды поля лазерного импульса определяется условием применимости метода однонаправленных волн, т.е. слабо выраженная материальная дисперсия и малая нелинейность. Что касается граничных условий системы уравнений (11) и (12), то они могут быть опущены, так как переменная η меняется в бесконечной области $-\infty \leq \eta \leq \infty$, а изменения решения происходят на конечном интервале по η и влиянием граничных условий на решение можно пренебречь. Решения (11) и (12) рассматриваются в прямоугольнике $0 \leq \xi \leq L$, $0 \leq \eta \leq T$, ограниченном прямыми $\eta_m = mh$ ($m = 0, 1, 2, \dots, M$), где $h = T/M$ и $\xi_n = nk$ ($n = 0, 1, 2, \dots, N$), где $k = L/N$. В работе [10] достаточно подробно описана численная схема решения системы уравнений (11), (12), основанная на использовании метода прямых [11]. Относительная погрешность в ходе вычислений была выбрана равной 10^{-6} .

Традиционные методы исследования динамики спектра лазерного импульса, сформированного на выходе нелинейного кристалла, основанные на преобразовании Фурье, не позволяют достаточно точно выявлять наличие и положение локальных особенностей во временном профиле предельного короткого фемтосекундного лазерного импульса вследствие неограниченности базисных функций и недостаточного время-частотного разрешения. Первый недостаток может быть устранен посредством применения вейвлет-анализа, хотя и в этом случае сохраняется определенная доля субъективизма, так как полученный результат зависит от конкретной использованной базисной функции-вейвлета. Для преодоления трудностей, связанных со вторым недостатком, представляется целесообразным использовать преобразование Вигнера (ПВ), которое имеет хорошее разрешение на время-частотной плоскости и позволяет эффективно выявлять особенности время-частотной структуры фемтосекундного импульса [12].

3. Результаты численных расчетов и обсуждение

В данном разделе приводятся результаты время-частотного анализа, полученные с помощью ПВ, как для y -поляризованного фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в кристалле GaAs с периодической доменной структурой, так и для z -поляризованного импульсного излучения разностной частоты. Для разделения излучения разностной частоты от излучения накачки на длине волны 1.98 мкм необходимо z -поляризованное излучение с выхода нелинейного кристалла предварительно пропустить через кремниевый или германиевый фильтр [13].

На рис.2 представлены временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера у-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса на выходе нелинейного кристалла с регулярной периодической доменной структурой:

$$W_{\xi}(\eta, \tilde{\omega}) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_y\left(\xi, \eta + \frac{\eta_1}{2}\right) \Phi_y^*\left(\xi, \eta - \frac{\eta_1}{2}\right) \exp(-j\tilde{\omega}\eta_1) d\eta_1, \quad (14)$$

где $\tilde{\omega} = \omega/\omega_S$ – нормированная частота. Частота дискретизации $F_S = 2\pi/\omega_S$, соответствующей результатам, представленным на рис.2, равна 2.0084×10^{15} Гц. Как видно из рис.2, у-поляризованный фемтосекундный лазерный импульс на выходе нелинейного кристалла приобретает положительный линейный чирп, при котором мгновенная частота увеличивается во времени от значения 120.50 ТГц до 180.76 ТГц за промежуток времени 525.21 фс. Иначе говоря, коэффициент линейного чирпа $\Delta\nu/\Delta t$ у-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса на выходе нелинейного кристалла составляет 0.11474 ТГц/фс. Спектральная плотность лазерного излучения, на уровне 0.001 от максимального уровня распределения Вигнера, простирается от 84.354 ТГц (3.55 мкм) до 220.93 ТГц (1.358 мкм). Произведение длительности у-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса на ширину спектра $\Delta\nu\Delta t$ на выходе кристалла составляет 3.9969 (на входе кристалла $\Delta\nu\Delta t = 1$).

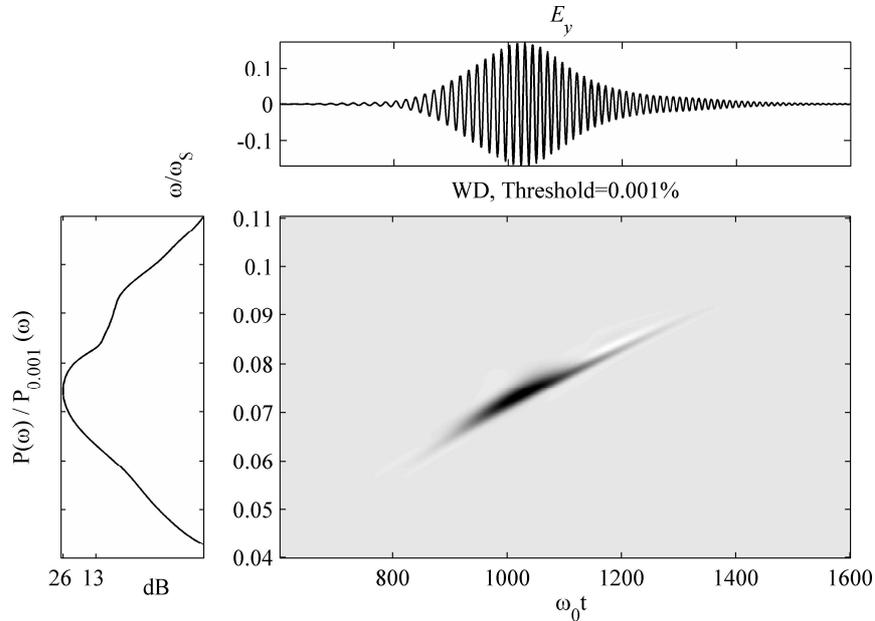


Рис.2. Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера у-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса на выходе нелинейного кристалла.

В ходе численного эксперимента z-поляризованный лазерный импульс на выходе кристалла фильтруется низкочастотным фильтром с коэффициентом

пропускания $1/\left(1+(v/v_{s0})^6\right)$, где $v_{s0} = 108.18$ ТГц ($\lambda_{s0} = 2.77$ мкм). Таким образом, в результате фильтрации через фильтр пропускается только излучение разностной частоты. Следует отметить, что при фильтрации с помощью такого идеализированного математического фильтра фазовое соотношение между спектральными компонентами в области разностных частот в полосе пропускания фильтра остается таким же, каким оно формируется в процессе распространения импульса в кристалле.

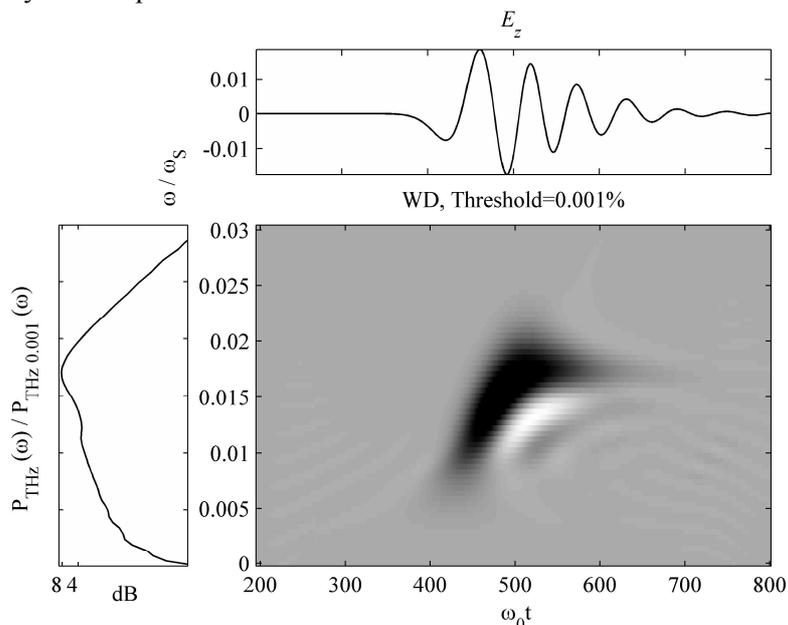


Рис.3. Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного отфильтрованного импульса излучения разностной частоты на выходе кристалла с периодической доменной структурой, состоящей из 10 периодов.

На рис.3 представлены временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного отфильтрованного импульса излучения разностной частоты на выходе кристалла с регулярной периодической доменной структурой, состоящей из 10 периодов. Как видно из рис.3 и результатов расчета, максимуму спектра излучения разностной частоты соответствует значение 31.131 ТГц ($\lambda_{\text{THz0}} = 9.6367$ мкм), а значение мгновенной частоты возрастает нелинейным образом от значения 20.084 ТГц (14.937 мкм) до 40.168 ТГц (7.4686 мкм). Иначе говоря, импульс излучения разностной частоты обладает нелинейным положительным чирпом, а спектральная плотность излучения на разностной частоте, на уровне 0.001 от максимума распределения Вигнера, простирается от 0 до 56.236 ТГц (5.3347 мкм).

На рис.4 приведены зависимости мгновенной частоты z -поляризованного импульса излучения разностной частоты от времени на выходе среды, состоящей из 3, 6 и 10 периодов доменной структуры и восстановленные из

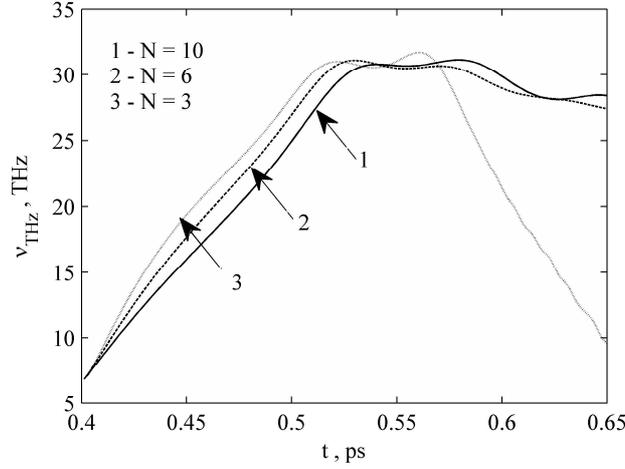


Рис.4. Зависимости мгновенной частоты z -поляризованного отфильтрованного импульса излучения разностной частоты от времени на выходе среды, состоящей из 3, 6 и 10 периодов.

соответствующих распределений Вигнера. Согласно рис.4, максимум мгновенной частоты при количестве периодов $N = 10$ составляет 31.131 ТГц, $N = 6$ – 31.09 ТГц и $N = 3$ – 31.7 ТГц. Более того, при $N = 3$ временная зависимость мгновенной частоты практически квадратичная, а с увеличением количества периодов значение мгновенной частоты в течение времени 100 фс, увеличиваясь, доходит до своего максимального значения, а затем практически остается неизменным. При этом максимальное значение мгновенной частоты соответствует значению, вычисленному в соответствии с условием (9) (см. рис.1).

Эффективность генерации излучения разностной частоты

$$\gamma_{TH} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\Phi_z(\tilde{\omega}, \xi)|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Phi_y(\tilde{\omega}, \xi = 0)|^2 d\omega} \cdot 100 \% \quad (15)$$

при длине нелинейного кристалла $10\Lambda \approx 745.7$ мкм и максимальном значении начальной амплитуды начального y -поляризованного лазерного импульса $E_{0\max} = 100$ МВ/м составляет 0.1%. На рис.5 представлены временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного отфильтрованного импульса излучения разностной частоты на выходе кристалла с чирпированной доменной структурой, состоящей из 20 доменов с линейно убывающими значениями толщины (9). При этом протяженность домена уменьшается от значения $\Delta_{\max} \approx 44.74$ мкм до $\Delta_{\min} \approx 29.83$ мкм с шагом 1.65 мкм.

Как видно из рис.5 и результатов расчета, максимуму спектра излучения разностной частоты соответствует значение 40.331 ТГц ($\lambda_{THz0} = 7.4386$ мкм), а значение мгновенной частоты в течение 100 фс возрастает от значения 20.165

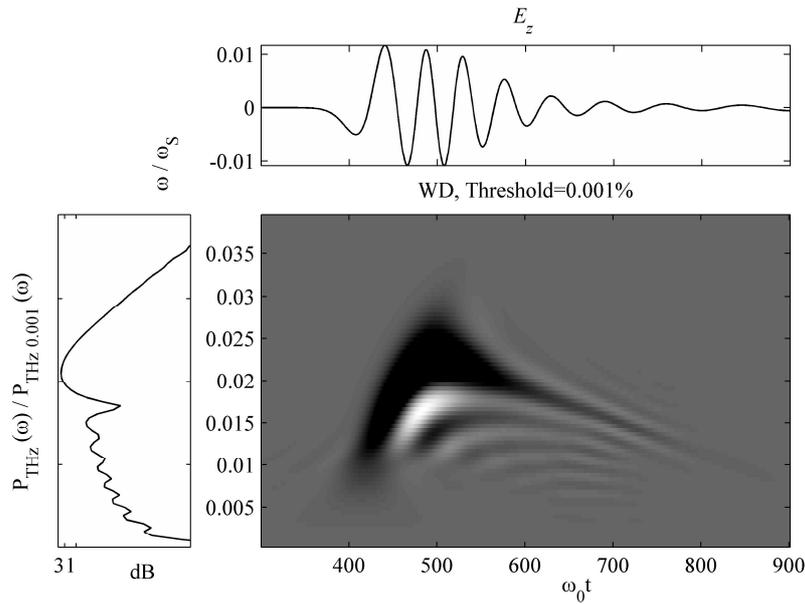


Рис.5. Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного отфильтрованного импульса излучения разностной частоты на выходе кристалла с периодической доменной структурой, состоящей из 20 доменов с отрицательным пространственным чирпом.

ТГц (14.877 мкм) до 40.331 ТГц (7.4386 мкм), а затем уменьшается до 20 ТГц (15 мкм). Иначе говоря, импульс излучения разностной частоты имеет квадратичный закон частотной модуляции, а спектральная плотность излучения на разностной частоте, на уровне 0.001 от максимума распределения Вигнера, простирается от 2 ТГц до 72.3 ТГц (4.1493 мкм). В отличие от среды с регулярной периодической доменной структурой, в данном случае в соответствии с (8) каждому домену соответствует свое максимальное значение мгновенной частоты излучения разностной частоты. В частности, домену с протяженностью $\Delta_{\max} \approx 44.74$ мкм соответствует длина волны излучения разностной частоты 14 мкм при $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$, а домену с протяженностью $\Delta_{\min} \approx 29.83$ мкм соответствует длина волны излучения разностной частоты 8.76 мкм при $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ и 11.06 мкм при $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$. Как видно из рис.5, во временном профиле импульса излучения на разностной частоте коротковолновые компоненты опережают длинноволновые. Эффективность генерации излучения разностной частоты при использовании аперодической среды с отрицательным пространственным чирпом (10) составляет 0.032%.

На рис.6 представлены временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного импульса излучения разностной частоты на выходе кристалла с периодической доменной структурой, состоящей из 20 доменов с линейно возрастающими значениями толщины (10).

При этом протяженность домена увеличивается от значения $\Delta_{\min} \approx 29.83$ мкм до $\Delta_{\max} \approx 44.74$ мкм с шагом 1.65 мкм.

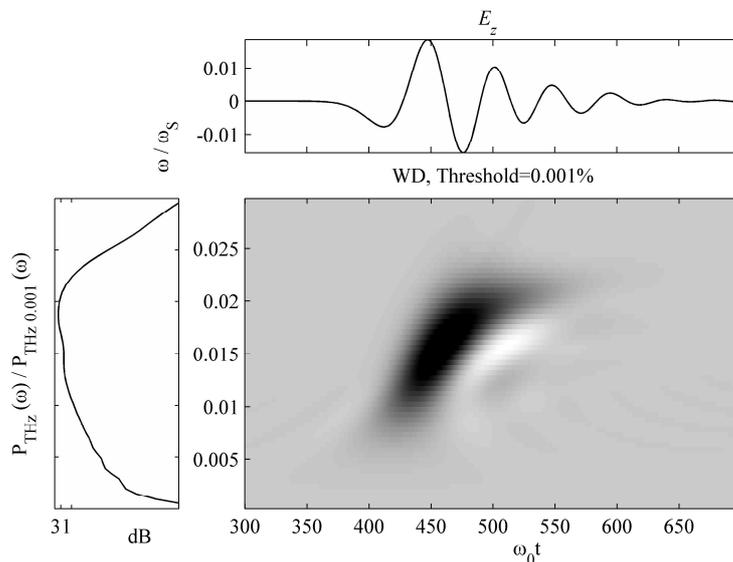


Рис.6. Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного отфильтрованного импульса излучения разностной частоты на выходе кристалла с периодической доменной структурой, состоящей из 20 доменов с положительным пространственным чирпом.

Как видно из рис.6 и результатов расчета, максимуму спектра излучения разностной частоты соответствует значение 38.08 ТГц ($\lambda_{\text{THz0}} = 7.8782$ мкм), а значение мгновенной частоты возрастает нелинейным образом от значения 20 ТГц (15 мкм) до 42.176 ТГц (7.113 мкм). Иначе говоря, мгновенная частота импульса излучения разностной частоты является монотонно возрастающей функцией, а спектральная плотность излучения на разностной частоте, на уровне 0.001 от максимума распределения Вигнера, простирается от 2 ТГц (149.37 мкм) до 58.244 ТГц (5.15 мкм). Как видно из рис.6, во временном профиле импульса излучения на разностной частоте длинноволновые компоненты опережают коротковолновые. Эффективность генерации излучения разностной частоты при использовании чирпированной среды с положительным пространственным чирпом (10) составляет 0.067%.

Согласно результатам проведенных расчетов, при использовании кристаллов с чирпированной доменной структурой с отрицательным пространственным чирпом эффективность генерации излучения разностной частоты уменьшается 0.32 раза по сравнению со случаем использования среды с регулярной периодической структурой, а при использовании среды с отрицательным пространственным чирпом эффективность генерации излучения разностной частоты уменьшается 0.67 раза. Тем не менее использование чирпированных доменных структур с пространственным чирпом является весьма перспек-

тивным с точки зрения формирования импульсного излучения разностной частоты с заданным видом частотной модуляции.

Следует отметить, что полученные значения эффективности генерации излучения разностной частоты несколько завышены, поскольку в работе не учитываются конечный пространственный размер фемтосекундного лазерного пучка и поглощение излучения на длинах волн меньше 1.75 мкм. Таким образом, как видно из вышеизложенного, при распространении лазерного импульса длительностью в несколько колебаний в кристалле с периодической доменной структурой эффективная генерация излучения разностной частоты имеет место для пары спектральных компонент, удовлетворяющих условиям законов сохранения импульса и энергии (8).

4. Заключение

В данной работе рассмотрен процесс генерации излучения разностной частоты в GaAs с периодической и чирпированной доменной структурой в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в режиме слабо выраженной материальной дисперсии. Получено численное решение системы нелинейных уравнений, описывающих процесс нелинейного взаимодействия взаимноортогонально линейно-поляризованных лазерных импульсов длительностью несколько периодов в нелинейно-квадратичной среде методом прямых. Разработанная численная схема позволяет получить величину относительной погрешности 10^{-6} по суммарной энергии.

С помощью преобразования Вигнера исследовано время-частотное распределение как для y -поляризованного фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в кристалле GaAs с периодической и чирпированной доменной структурой, так и для z -поляризованного импульсного излучения разностной частоты, полученного в результате фильтрации z -поляризованного импульса на выходе кристалла. Получена зависимость мгновенной частоты импульса излучения на разностной частоте от времени. Показано, что при распространении фемтосекундного лазерного импульса длительностью 30 фс на центральной длине волны 1.98 мкм с амплитудой электрического поля $E_{0\max} = 100$ МВ/м в нелинейном кристалле GaAs с периодической доменной структурой, состоящей из десяти периодов, эффективность генерации излучения разностной частоты составляет 0.1%. Показано также, что при использовании среды с отрицательным пространственным чирпом эффективность генерации излучения разностной частоты составляет 0.032% а при использовании среды с положительным пространственным чирпом – 0.064%. Показано, что использование нерегулярной доменной структуры с линейно изменяющейся величиной периода позволяет управлять частотно-временными характеристиками импульсного излучения разностной частоты.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке источника широкополосного излучения разностной частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Y. Lee.** Principles of Terahertz Science and Technology. Springer, Berlin, 2009.
2. **K. Sakai.** Terahertz Optoelectronics. Springer, Berlin, Heidelberg, 2005.
3. **Q. Wu, X.C. Zhang.** IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics, **2**, 693 (1996).
4. **J.A. L'huillier, G. Torosyan, M. Theuer, Yu. Avetisyan, R. Beigang.** Appl. Phys. B, **86**, 185 (2007).
5. **J.A. L'huillier, G. Torosyan, M. Theuer, C. Rau, Yu. Avetisyan, R. Beigang.** Appl. Phys. B, **86**, 197 (2007).
6. **Yun-Shik Lee, W.C. Hurlbut, et al.** Appl. Phys. Lett., **89**, 181104 (2006).
7. **K.L. Vodopyanov.** Optics Express, **14**, 2263 (2006).
8. **D.L. Hovhannisyann, A.A. Hakhoumian, R.M. Martirosyan, A.S. Nikoghosyan, E.M. Laziev, G.D. Hovhannisyann,** J. Mod. Optics, **57**, 1228 (2010).
9. **T. Skauli, P.S. Kuo, K.L. Vodopyanov, et al.** Appl. Phys., **94**, 6447 (2003).
10. **Д.Л. Оганесян, В.О. Чалтыкян, Г.Д. Оганесян, А.С. Мартиросян, К.А. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 91 (2011).
11. **W.E. Schiesser, G.W. Griffiths,** A Compendium of Partial Differential Equation Models, Method of Lines Analysis with Matlab. Cambridge University Press, New York, 2009.
12. **L. Cohen.** Proc. IEEE, **77**, 941 (1981).
13. **T. Zentgraf, R. Huber, N.C. Nielsen, et al.** Optics Express, **15**, 5775 (2007).

ԴՈՍԵՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՈՎ GaAs ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ՄԻ ՔԱՆԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ
ՊԱՐԲԵՐՈՒԹՅԱՆ ՏՆՈՂՈՒԹՅԱՄԲ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՏԱՐԱԾՄԱՆ
ՄԻՋՈՑՈՎ ՏԱՐԲԵՐԱՅԻՆ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ
ՊՐՈՑԵՍԻ ԴԻՆԱՄԻԿԱՆ

Ա.Ա. ՀԱԽՈՒՄՅԱՆ, Գ.Դ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Դիտարկված է պարբերային բևեռացմամբ GaAs բյուրեղում մի քանի օպտիկական պարբերության տևողությամբ լազերային իմպուլսի տարածման միջոցով տարբերային հաճախության գեներացիայի պրոցեսը թույլ արտահայտված դիսպերսիայի ռեժիմում: Ուղիղների եղանակի միջոցով ստացված է ոչ գծային մասնավոր ածանցյալներով կապված դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգի թվային լուծումը, որը նկարագրում է մի քանի պարբերության տևողությամբ լազերային իմպուլսի էլեկտրական դաշտի տարածման փոփոխությունը պարբերական և ոչ պարբերական բևեռացված GaAs միջավայրում: Ցույց է տրված, որ պարբերական բևեռացմամբ GaAs միջավայրի կիրառումը թույլ է տալիս դեկավարել լայնաշերտ տարբերային հաճախության իմպուլսի հաճախային մոդուլյացիայի օրենքը:

DYNAMICS OF DIFFERENCE FREQUENCY RADIATION GENERATION IN THE FIELD OF FEW-CYCLE LASER PULSE PROPAGATING IN GaAs CRYSTAL WITH A DOMAIN STRUCTURE

A.A. HAKHOUMIAN, G.D. HOVHANNISYAN

We consider the process of generation of difference frequency in GaAs crystal with a periodic domain structure during propagation of a few-cycle laser pulse in the crystal in the regime when chromatic dispersion is expressed weakly. Method of lines is used to obtain numerical solution to the system of coupled nonlinear differential equations in partial derivatives describing the evolution of the electric field of a few-cycle laser pulse in GaAs crystal both with periodic and aperiodic domain structure. It is shown that application of GaAs crystal with a domain structure allows to control the instantaneous frequency of the broadband pulse radiation at difference frequency.

УДК 621.315

ПРИМЕСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В СФЕРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ ЯДРО–ОБОЛОЧКА–ОБОЛОЧКА ИЗ ZnSe/InP/ZnS

Р.Г. ПОГОСЯН

Российско-Армянский (Славянский) университет, Ереван, Армения

e-mail: robert.poghosyan88@gmail.com

(Поступила в редакцию 2 октября 2013 г.)

В рамках вариационного метода рассмотрены одноэлектронные примесные состояния в сферической квантовой точке ZnSe/InP/ZnS, где электроны локализованы в слое InP. Предполагается, что водородоподобная примесь находится в центре ядра КТ (ZnSe). Вычислена энергия основного примесного состояния, а также рассчитана энергия связи. Рассмотрены межзонные прямые переходы из основного валентного уровня в основной донорный уровень. Получена зависимость края поглощения от внутреннего и внешнего радиусов квантового слоя.

1. Введение

Теоретическое исследование физических свойств наноструктур продолжает оставаться в центре внимания специалистов, т.к. результаты этих исследований находят свое непосредственное приложение в полупроводниковых приборах на основе наноструктур. С точки зрения эффектов размерного квантования наиболее интересными объектами являются квантовые точки (КТ), в которых, благодаря размерному квантованию во всех трех направлениях, низкоразмерные эффекты выражены наиболее ярким образом. На сегодняшний день реализованы и теоретически исследованы КТ различных геометрических форм и размеров [1,2].

При теоретическом описании процессов, имеющих место в КТ, возникает необходимость правильного моделирования потенциала ограничения КТ. Необходимо учитывать геометрию и физико-химические свойства как КТ, так и окружающей ее среды. При этом, если геометрией КТ определяется симметрия гамильтониана, то физико-химические характеристики КТ и окружающей среды формируют профиль и высоту ограничивающего потенциала (см. работы [3-9]).

В последнее десятилетие были реализованы т.н. слоистые КТ ядро/оболочка, а также ядро/оболочка/оболочка, где носители могут быть локализованы как в самом ядре, так и в оболочке.

Экспериментально были реализованы слоистые квантовые точки, обла-

дающие сферической симметрией [6-9]. В частности, в работе [6] сообщается о реализации слоистых КТ InP/ZnS, которые имеют структуру типа-I. С другой стороны, структуры типа-II, такие как CdTe/CdSe [7], предоставляют широкую возможность для настройки длины волны излучения. Структуры обоих типов интенсивно изучаются в силу их настоящего и будущего широкого применения. Тем не менее, есть всего несколько примеров получения так называемых реверсных структур типа-I (CdS/HgS, CdS/CdSe, ZnSe/CdSe (см., например, [8])), у которых, в отличие от предыдущих структур, ширина запрещенной зоны материала слоя меньше, нежели ширина запрещенной зоны ядра. Однако кадмий обладает значительной токсичностью, и это ограничивает их применение. В частности, в области биомедицины, где за последние 5–10 лет слоистые КТ получили широкое применение, например, в качестве искусственных флюоресцентных с наперед заданным оптическим спектром, данное обстоятельство не может быть не учтено. В связи с этим совсем недавно были реализованы реверсные кадмий-несодержащие слоистые КТ типа-I из ZnSe/InP/ZnS [5]. Схематически вид данной КТ приведен на рис.1, где R_1 и R_2 – внутренний и внешний радиусы слоя InP.

В связи с вышесказанным, возникает необходимость теоретического исследования слоистых КТ.

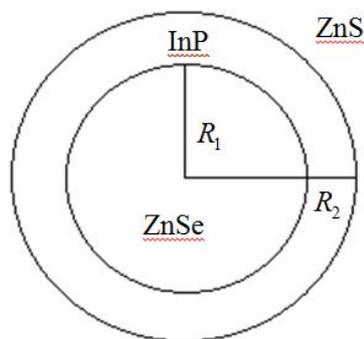


Рис.1. Слоистая КТ ZnSe/InP/ZnS.

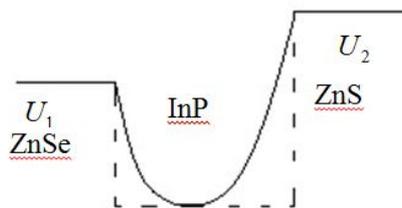


Рис.2. Энергетическая диаграмма слоистой КТ и вид ограничивающего потенциала.

В КТ типа ZnSe/InP/ZnS (см. рис.2) возникают локализованные состояния носителей в оболочке InP. В простейшем приближении ограничивающий потенциал такой системы можно предложить в рамках модели прямоугольного ограничивающего потенциала (рис.2, пунктирная линия). Однако, учет методов получения структуры, а также наличие примесей приводит к более реалистичному выбору ограничивающего потенциала [10,11]. Выбранный потенциал имеет вид

$$V(r) = \alpha r^2 + \frac{\beta}{r^2} - 2\sqrt{\alpha\beta}, \quad (1)$$

где α и β – коэффициенты, обуславливающие профиль ограничения. На рис.2 данный потенциал изображен сплошной кривой. Трехмерное изображение приведенного потенциала приведено на рис.3.

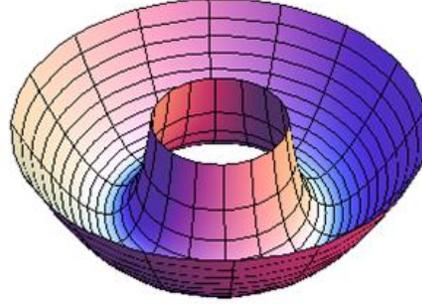


Рис.3. Трехмерный вид потенциала ограничения.

2. Примесные состояния и энергия связи

В рамках вариационного метода рассмотрим одноэлектронные примесные состояния в наноболочке из InP, в предположении, что в центре ядра КТ находится водородоподобная примесь. С учетом кулоновского поля гамильтониан системы имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta_r + V(r) - \frac{e^2}{\epsilon r}, \quad (2)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость, m^* – эффективная масса электрона (для InP $\epsilon = 12.4$, а $m^* = 0.073m_0$).

Тогда радиальное уравнение Шредингера будет иметь вид

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - V(r) - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{e^2}{\epsilon r} \right) R(r) = 0. \quad (3)$$

Решение уравнения (3) будем искать вариационным методом. Учитывая вид волновой функции беспримесной задачи [12], пробную волновую функцию основного примесного состояния ищем в виде [11,13]

$$R_0(r) = N_0 e^{-\frac{1}{2}tr^2} r^{2s} e^{-\lambda r}, \quad (4)$$

$$N_0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi I_0}}, \quad I_0 = \int_0^\infty r^{2s+2} \exp\{-tr^2 - 2\lambda r\} dr,$$

где λ – вариационный параметр, $t = \sqrt{2m^* \alpha} / \hbar$, $s = \frac{1}{4} \left[-1 + \sqrt{(2l+1)^2 + \frac{8m^* \beta}{\hbar^2}} \right] -$

положительная величина.

Энергию основного состояния системы найдем из условия минимизации интеграла

$$\min_{\lambda} \int R_0(r) \hat{H} R_0(r) dV. \quad (5)$$

Учитывая (2) и (4), получим следующее выражение для энергии (безразмерное, в эффективных ридбергах):

$$\varepsilon(\lambda_0) = -A_1(\lambda_0) + A_2(\lambda_0) + A_3(\lambda_0) + A_4(\lambda_0) - 2a_0 b_0^{1/2}, \quad (6)$$

где

$$A_1 = \frac{16^s a_0^{1/2} \lambda_0}{\Gamma[3+4s] F[2+2s, 3/2, \lambda_0^2/a]} \times \left(\Gamma[1/2+2s] \left(\left((3+8s) \frac{a_0}{\lambda_0^2} + 2 \right) {}_1F_1[1/2+2s, 1/2, \lambda_0^2/a] + \right. \right. \\ \left. \left. + 8s {}_1F_1[1/2+2s, 3/2, \lambda_0^2/a] \right) - \right. \\ \left. - 4s \frac{a_0^{1/2}}{\lambda_0} \Gamma[2s] \left({}_1F_1[1+2s, 1/2, \lambda_0^2/a] + (3+8s) {}_1F_1[1+2s, 3/2, \lambda_0^2/a] \right) \right) \\ A_2 = \frac{(1+s)(3+4s) a_0 F[3+2s, 3/2, \lambda_0^2/a_0]}{F[2+2s, 3/2, \lambda_0^2/a_0]}, \quad (7) \\ A_3 = \frac{4a_0 (l+l^2+b_0) (4s) F[1+2s, 3/2, \lambda_0^2/a_0]}{\Gamma[3+4s] F[2+2s, 3/2, \lambda_0^2/a_0]}, \\ A_4 = \frac{2a_0 F[1+2s, 3/2, \lambda_0^2/a_0]}{\lambda_0 (1+2s) F[2+2s, 3/2, \lambda_0^2/a_0]},$$

в которых, для облегчения дальнейших расчетов, мы ввели безразмерные величины

$$\lambda_0 = \lambda a_b^*; \quad a_0 = a_b^* \sqrt{\alpha/R_y^*}; \quad b_0 = 2m^* \beta / \hbar^2.$$

Энергию основного примесного состояния получим после минимизации выражения (5)

$$E_0^{imp} = \min_{\lambda_0} \varepsilon(\lambda_0). \quad (8)$$

Далее определим энергию связи как разность

$$E_{bind} = E_0 - E_0^{imp}. \quad (9)$$

Для InP взяты следующие значения: $m^* = 0.073m_0$, $a_b^* \approx 90 \text{ \AA}$, $R_y^* \approx 6.46 \text{ мэВ}$.

На рис.4 представлена зависимость энергии электрона (в ридбергах) от ширины оболочки для случая, когда донорная примесь находится в центре КТ (в центре ядра). В данном случае фиксирован внутренний радиус при значении $R_1 = 1$ (в единицах a_b^*) и зависимость приведена от внешнего радиуса. Видно,

что энергия монотонно убывает с ростом ширины, причем энергия ощутимо велика при размерах $R_2 \leq 4a_b^*$.

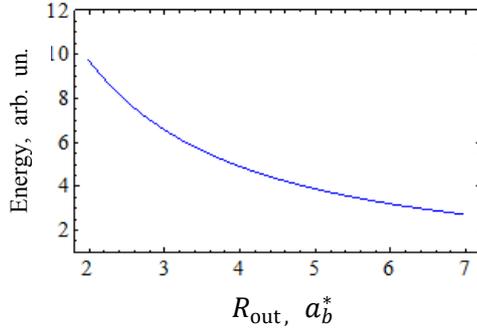


Рис.4. Энергия примесного электрона в зависимости от внешнего радиуса.

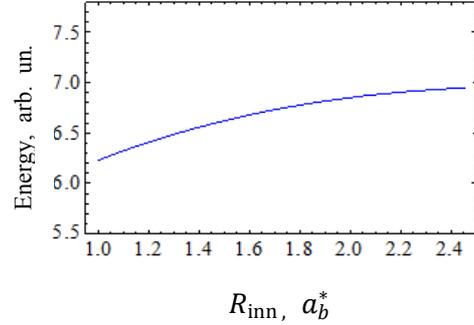


Рис.5. Энергия примесного электрона в зависимости от внутреннего радиуса.

На рис.5 приведена зависимость энергии электрона от ширины слоя, но в данном случае уже фиксирован внешний радиус при значении $R_2 = 4a_b^*$. Видно, что энергия уже возрастает с уменьшением ширины, причем рост энергии довольно медленный, так как в этом случае размерное квантование довольно слабое. Это результат того, что объем образца значительно больше, чем при тех же толщинах слоя, но при малых значениях радиусов.

3. Прямое межзонное поглощение и край поглощения

Рассмотрим поглощение, обусловленное переходами из основного уровня валентной зоны на основной донорный уровень в рассматриваемой структуре. Волновая функция основного состояния донорной примеси имеет вид

$$\psi_D = N_0 e^{-\frac{1}{2}tr^2} r^{2s} e^{-\lambda r} u_c(\mathbf{r}), \quad (10)$$

где $t = \sqrt{2m_c\alpha}/\hbar$, а m_c – эффективная масса электрона.

Волновую функцию валентной зоны можно записать в виде

$$\psi_v = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} e^{-\frac{\xi}{2}\zeta^s} F\left(-n, 2s + \frac{3}{2}, \xi\right) u_v(\mathbf{r}), \quad (11)$$

где $\xi = \frac{\sqrt{2m_v\alpha}}{\hbar} r^2$, m_v – эффективная масса дырки.

Матричный элемент, обусловленный переходом из основного валентного уровня на основной донорный уровень, может быть записан в виде

$$M_{00} = \int \psi_D(\mathbf{r}) H' \psi_{v,0}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (12)$$

где гамильтониан электромагнитного возмущения

$$H' = \frac{e}{mc} \mathbf{A} \hat{\mathbf{p}} = \frac{e}{mc} A_0 \boldsymbol{\eta} e^{i\mathbf{x}\cdot\boldsymbol{\eta}} (-i\hbar\nabla), \quad (13)$$

где $\boldsymbol{\eta}$ – единичный вектор, χ – волновой вектор электромагнитной волны.

Подставив волновые функции, после некоторых преобразований для матричного элемента получим

$$M_{00} = A(\boldsymbol{\eta} p_{cv}) \int_0^{\infty} r^{2(s'+s+1)} e^{-\frac{\gamma}{2}r^2 - \lambda r} dr, \quad (14)$$

$$A = \frac{eA_0}{mc} \frac{1}{I_0^{1/2}} \alpha_{20}^{s'/2} \left(\frac{m_v}{m_c} \alpha_{10} \right)^{s/2}; \quad \gamma = \alpha_{20}^{1/2} + \left(\frac{m_v}{m_c} \alpha_{10} \right)^{1/2}.$$

Вычисляя интеграл в уравнении (14), для матричного элемента получим

$$M_{00} = A\gamma^{-s'-s-\frac{1}{2}} \Gamma(2(s'+s)+3) \exp\left(\frac{\lambda^2}{4\gamma}\right) D_{-2(s'+s)+3}\left(\frac{\lambda}{\sqrt{\gamma}}\right). \quad (15)$$

Коэффициент поглощения света определяется по формуле [14]

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^2 c}{N\omega v} \frac{|M_{00}|^2}{|A_0|^2} \delta(E_f - E_i - \hbar\omega), \quad (16)$$

где A_0 – амплитуда, ω и v – частота и фазовая скорость электромагнитной волны.

Для пороговой частоты поглощения получим

$$W_{00} = E_0^{imp} + E_0^v + \hbar\omega, \quad (17)$$

где E_0^{imp} – энергия основного примесного состояния, определяемая из минимизации выражения (9), E_0^v – энергия основного состояния в валентной зоне, определяемая выражением [12]

$$E_0^v = \hbar \sqrt{\frac{\alpha}{2m_v}} \left[2 + \sqrt{(2l+1)^2 + \frac{8m_v\beta}{\hbar^2}} \right]. \quad (18)$$

4. Обсуждение результатов

Численные расчеты сделаны для InP со следующими параметрами: $m^* = 0.073m_0$, $a_b^* = 90\text{\AA}$, $R_y^* = 6.46$ мэВ.

На рис.ба и б приведены зависимости порогов поглощения, соответственно, от внутреннего и внешнего радиусов квантового слоя. Как видно из рисунков, с увеличением внутреннего радиуса край поглощения увеличивается. Это является следствием того, что с уменьшением толщины слоя ширина эффективной запрещенной зоны увеличивается. Обратная картина наблюдается при увеличении внешнего радиуса рассматриваемой структуры. В этом случае ширина эффективной запрещенной зоны уменьшается, так как ширина слоя увеличивается. Резюмируя вышесказанное, отметим, что увеличение внутреннего радиуса приводит к “синему” смещению пороговых частот, а увеличение внешнего радиуса – к “красному” смещению пороговых частот.

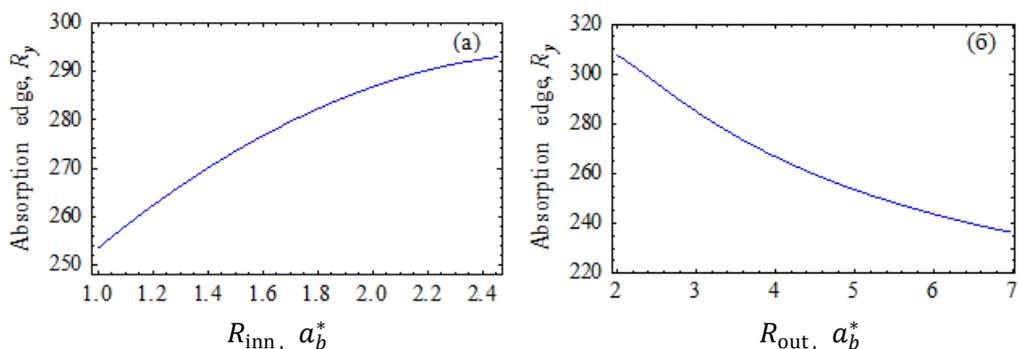


Рис.6. Зависимость края поглощения от а) внутреннего радиуса слоя при фиксированном значении внешнего радиуса, б) внешнего радиуса слоя при фиксированном значении внутреннего радиуса.

Автор выражает благодарность научному руководителю Э.М. Казаряну, а также А.А. Костяняну за полезные обсуждения и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Lorke, R.J.Luyken, A.O.Govorov, J.Kotthaus. Phys. Rev. Lett., **84**, 2223 (2000).
2. K.G.Dvovyan, E.M.Kazaryan, L.S.Petrosyan. Physica E, **28**, 333 (2005).
3. J.-L.Zhu, D.-H.Tang, J.-J.Xiong. Phys. Rev. B, **39**, 8609 (1989).
4. P.A.Maksym, T.Chakraborty. Phys. Rev. Lett., **65**, 108 (1990).
5. Э.М.Казарян, А.А.Костянян, А.А.Саркисян. Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 145 (2007).
6. X.Peng, D.Battaglia. Nano Letters, **2**, 1027 (2002).
7. K.Yu, B.Zaman, S.Romanova, D.Wang, J.A.Ripmeester. Small, **1**, 332 (2005).
8. M.Braus, C.Burda, M.A.El-Sayed. J. Phys. Chem. A, **105**, 5548 (2001).
9. S.Kim, J.Park, T.Kim, E.Jang, S.Jun, H.Jang, B.Kim. Small, **7**, 70 (2011).
10. A.K.Atayan, E.M.Kazaryan, A.V.Meliksetyan, H.A.Sarkisyan. J. Comp. and Theor. Nanoscience, **7**, 1 (2010).
11. E.M.Kazaryan, A.A.Kostanyan, R.G.Poghosyan. J. of Physics: Conference Series, **350** (1), 012020 (2012).
12. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М., Наука, 1989.
13. Zh.Xiao, J.Zhu, F.He. J. Appl. Phys., **79**, 12 (1996).
14. А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.

IMPURITY ABSORPTION IN ZnSe/InP/ZnS SPHERICAL LAYERED QUANTUM DOT

R.G. POGHOSYAN

Impurity states in ZnSe/InP/ZnS core/shell/shell spherical quantum dot are considered using variational method. Considering the band structure of the system it is assumed that electron is localized in the first InP shell. The impurity ground state wave function and energy, as well as electron binding energy are obtained using the variational method. It is assumed that the impurity is located in the center of quantum dot core (ZnSe). Optical transitions between ground valence state and ground donor state are considered. Absorption edge dependences on the internal and external radii are derived.

УДК 548.732

ДИНАМИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МОНОКРИСТАЛЛЕ ADP ПОД ВЛИЯНИЕМ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАДИЕНТА

В.К. МИРЗОЯН, К.Г. ТРУНИ, П.А. ГРИГОРЯН,
К.М. ГЕВОРКЯН*, М. ГАННАД ДЕЗФУЛИ

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван
*e-mail: konstantin@iapp.sci.am

(Поступила в редакцию 12 октября 2012 г.)

Исследована зависимость интегральной интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения от монокристалла дигидрофосфата аммония (ADP) в геометрии Лауэ при наличии температурного градиента. Установлено, что интегральная интенсивность отраженного рентгеновского пучка от монокристалла почти линейно зависит от величины температурного градиента, приложенного перпендикулярно к отражающим атомным плоскостям, вплоть до насыщения. При малых величинах температурного градиента, в случае антипараллельности векторов дифракции и температурного градиента интегральная интенсивность отраженного рентгеновского излучения сначала уменьшается примерно на 10%, а затем монотонно увеличивается с повышением величины температурного градиента. На основе теоретического анализа дано объяснение наблюдаемых явлений.

1. Введение

Проблема влияния внешних воздействий на параметры отраженного рентгеновского излучения была поставлена в тридцатых годах двадцатого века в основополагающих работах [1,2]. В последующие годы в вышеуказанной области сделаны многочисленные и разнообразные работы, однако интерес к этой проблеме непрерывно возрастает.

В работе [3] впервые было получено явление полной переброски интенсивности рентгеновского излучения от направления прохождения в направлении отражения под воздействием температурного градиента или акустического возбуждения в геометрии Лауэ для тонких кристаллов ($\mu t \sim 1$, где μ – линейный коэффициент поглощения, t – толщина монокристалла). В работе [4] было обнаружено уменьшение коэффициента линейного поглощения кристалла кварца для плоской рентгеновской волны с энергией 17.47 кэВ под действием температурного градиента, приложенного перпендикулярно отражающим атомным плоскостям.

Изменение коэффициента линейного поглощения монокристалла квар-

ца, т.е. суммарная интенсивность проходящего и отраженного пучков, в геометрии Лауэ увеличивается примерно на 30%, что означает увеличение прозрачности монокристалла под влиянием внешнего воздействия или уменьшение коэффициента линейного поглощения.

В работе [5] под воздействием ультразвука авторы добились почти полной прозрачности монокристалла кварца, для синхротронного излучения с энергией 17 кэВ. В этой работе поглощенная интенсивность составляет порядка 3.5% от падающей интенсивности, тогда как без ультразвука поглощенная интенсивность составляет порядка 50%.

В работах [6,7] была поставлена и реализована задача модуляции интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения в низкочастотном диапазоне с целью передачи сигналов звуковой частоты. Амплитудная модуляция в этих работах была осуществлена с помощью пьезокристалла кварца X-среза, который не позволял модулировать интенсивность дифрагированного излучения во всем диапазоне звуковых частот из-за высокой добротности монокристаллов кварца.

2. Экспериментальная методика и результаты

В настоящей работе описаны результаты явления перекачки интенсивности проходящего рентгеновского излучения от направления прохождения в направление отражения для разных атомных плоскостей монокристалла ADP в зависимости от толщины монокристалла и величины приложенного температурного градиента.

Эксперименты были выполнены на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М, использовались рентгеновские трубки БСВ-29 с анодами Ag или Mo, у которых размеры фокусного пятна составляют по горизонтали 0.4 мм, а по вертикали 8 мм. Схема эксперимента представлена на рис.1, где указаны размеры щелей и их расположение. Как видно из рисунка, эксперименты были выполнены с помощью заранее монохроматизированного и коллимированного пучка.

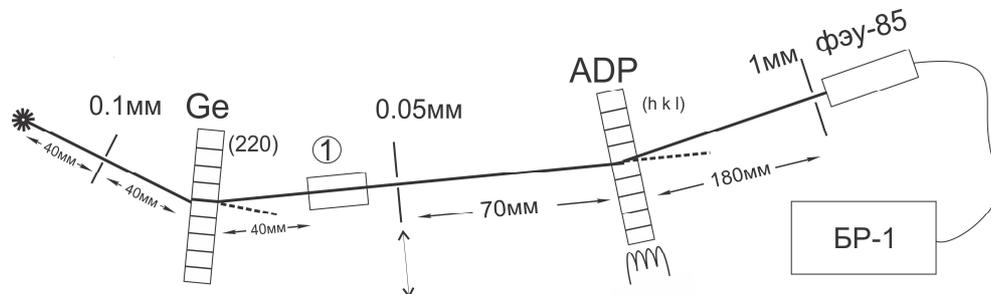


Рис.1. Схема эксперимента, 1 – щель Солера.

Монохроматизированный пучок рентгеновского излучения был получен аномальным прохождением от атомных плоскостей (220) совершенного моно-

кристалла Ge толщиной 0.6 мм с коэффициентом линейного поглощения для AgK_α и MoK_α линий 181 см^{-1} и 340 см^{-1} , соответственно.

Для реализации аномального прохождения от монохроматора рентген-дифрактометра нами была разработана, сконструирована и изготовлена специальная головка, которая размещалась в монохроматорном отсеке вместо брэгговского монохроматора. Монохроматический рентгеновский пучок имел угловую расходимость по горизонтали порядка $3''$, а вертикальная коллимация осуществлялась с помощью щелей Солера.

Монохроматизированное и коллимированное рентгеновское излучение проходило через специальную щель размером $\approx 0.05 \times 10 \text{ мм}^2$ (разработанную и изготовленную нами), расположенную на расстоянии 10 мм от выхода щели Солера, что дало возможность разделить (по геометрии Брэгга) монохроматизированные линии $\text{K}_{\alpha 1}$ и $\text{K}_{\alpha 2}$. Эта щель поворачивается вокруг горизонтальной оси по направлению распространения рентгеновского пучка и имеет возможность смещаться по горизонтали и вертикали в плоскости, перпендикулярной направлению рентгеновского пучка.

Толщина изучаемого тонкого монокристалла ADP была выбрана 1.3 и 2.5 мм с коэффициентами линейного поглощения 2.75 см^{-1} и 5.4 см^{-1} для AgK_α и MoK_α линий, соответственно.

Равномерность величины температурного градиента по вертикали в кристалле следует из равномерного распределения интенсивности по вертикали на фронтальном сечении отраженного пучка. Температура на поверхности монокристалла измерялась с помощью медь-константановой термопары с точностью $\pm 0,5^\circ \text{C}$.

Направление температурного градиента было антипараллельно вектору дифракции, однако отметим, что поведение интегральной интенсивности отраженного пучка не зависит от направления температурного градиента при больших значениях $\frac{\Delta T}{\Delta X} \geq 5 \frac{\text{град.}}{\text{см}}$. Направление температурного градиента влияет на горизонтальный размер фронтального сечения отраженного пучка, как показано в работах [8,9].

При антипараллельности вектора дифракции и вектора температурного градиента происходит дифракционная фокусировка, а при параллельности указанных векторов имеет место дефокусировка отраженного пучка [8,9]. Интегральная интенсивность дифрагированного рентгеновского пучка измерялась с помощью сцинтилляционного счетчика с ФЭУ-85 и с блоком регистрации БР-1 стандартного производства, который укомплектован в составе рентгендифрактометра ДРОН-3М.

Как видно из результатов эксперимента, приведенных в статье, для линии AgK_α интегральная интенсивность отраженного пучка увеличивается многократно по отношению к интенсивности того же пучка в отсутствие температурного градиента.

Коэффициент усиления интенсивности, отраженной от атомных плоско-

стей монокристалла, для данного излучения определяется как отношение интенсивности отраженного пучка при наличии температурного градиента в точке начала насыщения интенсивности к той же интенсивности без температурного градиента [10]. Аналогичное поведение было получено также для излучения MoK_α .

Нами рассматривались отражения от атомных плоскостей кристалла (100), (101), (220). На рис.2 приведена зависимость интегральной интенсивности рентгеновского излучения AgK_α , отраженного от атомных плоскостей (100), (101), (220) монокристалла ADP, от величины приложенного температурного градиента.

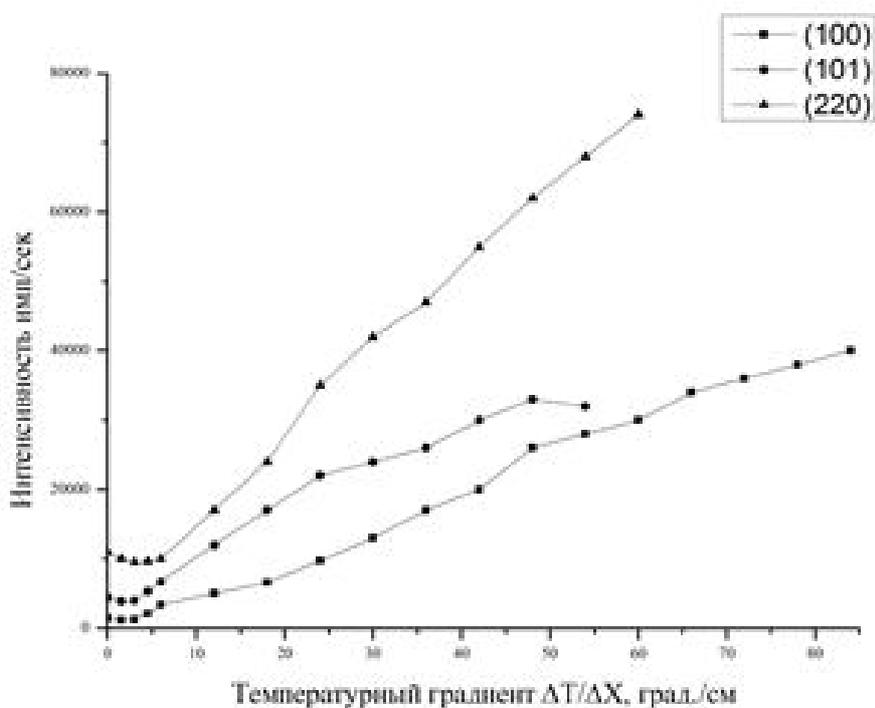


Рис.2. Зависимость интегральной интенсивности рентгеновского илучения AgK_α , отраженного от атомных плоскостей $(h k l)$ монокристалла ADP, от величины приложенного температурного градиента.

В табл.1 приведены данные о числе отраженных фотонов рентгеновского излучения для излучения AgK_α в зависимости от величины наложенного на кристалл температурного градиента.

Как видно из таблицы, при малых величинах температурного градиента число отраженных рентгеновских фотонов сначала уменьшается примерно на 10%, а затем монотонно увеличивается до насыщения, когда вектор дифракции и вектор температурного градиента антипараллельны.

Табл.1. Зависимость интегральной интенсивности рентгеновского излучения AgK_α , отраженного от атомных плоскостей (hkl) тонкого монокристалла ADP, от толщины кристалла и от величины приложенного температурного градиента и соответствующие коэффициенты усиления K .

T , мм	2.5		1.3
$\frac{\Delta T}{\Delta x}$ град/см \ (hkl)	(100)	(101)	(220)
0	1400	4400	11000
1.5	1100	3900	10000
3	1200	4000	9500
4.5	2100	5300	9600
6	3400	6700	10000
12	5000	12000	17000
18	6600	17000	24000
24	9700	22000	35000
30	13000	24000	42000
36	17000	26000	47000
42	20000	30000	55000
48	26000	33000	62000
54	28000	32000	68000
60	30000		74000
66	34000		
72	36000		
78	38000		
84	40000		
90			
96			
K	28.6	7.3	6.7

В табл.2 приведены некоторые данные об использованных кристаллах.

Табл.2. Углы Брэгга некоторых атомных плоскостей монокристалла ADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) и германия (Ge) для излучений AgK_α и MoK_α .

формула вещества	плотность вещества ρ , г/см ³	индексы отражения (hkl)	межплоскостное расстояние d , Å	$\text{AgK}_{\alpha 1}$ $\lambda=0.559$ Å	$\text{MoK}_{\alpha 1}$ $\lambda=0.559$ Å
$\text{NH}_4 \text{H}_2\text{PO}_4$	1.8 (20°C)	(100)	7.5	2°8'	2°43'
		(101)	5.32	3°1'	3°49'
		(220)	2.65	6°3'	7°41'
Ge	5.33 (25°C)	(220)	2.024	7°56'	10°7'

3. Теоретическая часть

Кристалл, при отсутствии в нем внутренних напряжений, под воздействием однородного температурного градиента ∇T деформируется. Причем, плоскости, перпендикулярные к градиенту ∇T , искривляются, а радиус искривления определяется как

$$R = \pm |\nabla(aT)|^{-1}, \quad (1)$$

где α – линейный коэффициент термического расширения, а знак кривизны плоскостей определяется направлением $\nabla(aT)$. Атомные плоскости, параллельные ∇T , остаются плоскими, но распределяются в виде веера друг относительно друга. Векторная функция относительного смещения $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ атомов деформационного поля задается в виде

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}) = \mathbf{r} \left[\mathbf{r} \nabla(aT) \right] - \frac{1}{2} (\mathbf{r}\mathbf{r}) \nabla(aT), \quad (2)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор рассматриваемой точки. Очевидно, что поле смещения оказывается квадратичной функцией координат.

В рассматриваемом нами случае (симметричное отражение в лауэвской геометрии) температурный градиент направлен перпендикулярно отражающим атомным плоскостям решетки. Следовательно, последние оказываются искривленными по радиусу согласно (1), а параметр локального отклонения от условия Брэгга в плоскости рассеяния ($y = 0$) определяется выражением

$$\mathbf{h}\mathbf{u}(\mathbf{r}) = \frac{h}{2R} (z^2 - x^2), \quad (3)$$

где \mathbf{h} – вектор дифракции соответствующего отражения. Координатная система выбрана следующим образом: ось x антипараллельна вектору дифракции h , а ось z направлена вдоль внутренней нормали входной поверхности кристалла.

В работе [11] получено асимптотическое решение динамической дифракции рентгеновских волновых пакетов в кристаллах со слабым полем искажения решетки. В условиях эксперимента, в частности, в пределах приложенных температурных градиентов, оценки на основе (1) и (2) показывают, что асимптотическое решение, развитое в [11], применимо для условий проведенных экспериментов. К примеру, при максимальном значении приложенного градиента

$\frac{\Delta T}{\Delta X} \approx 100$ град/см радиус кривизны отражающих плоскостей

те $R \approx \left| \frac{d(aT)}{dx} \right|^{-1} \approx 10^4$ см = 100 м, т.к. коэффициент линейного расширения

$\alpha \approx 10^{-6}$ град $^{-1}$ для кристалла ADP [12]. При этом насыщение интенсивностей дифрагированных пучков достигается в другом предельном случае, когда рассеяние рентгеновских пучков перестает быть динамическим, т.е. различные участки кристалла рассеивают излучение независимо и роль многократных отражений волнового поля в кристалле становится пренебрежимым, а процесс рассеяния – кинематическим. Предельный переход к такому процессу определяется условием

$$\frac{h}{R} \gg \frac{\pi^2}{\lambda^2} |\chi_h|^2, \quad (4)$$

где λ – длина волны излучения, $\chi_h \equiv \chi_{hkl}$ – коэффициент фурье-разложения микроскопической поляризуемости решетки кристалла для рассматриваемого

отражения от плоскостей с миллеровскими индексами (hkl) . Из условия (4) имеем

$$R \ll \frac{\lambda^2}{\pi^2 d |\chi_h|^2}, \quad (5)$$

где $d = h^{-1}$ – межплоскостное расстояние отражающих плоскостей. Оценка согласно (5), считая, что $\lambda = k^{-1} \sim 10^{-8}$ см, $d \sim 10^{-8}$ см и $|\chi_h| \sim 10^{-6}$ дает $R \ll 10^3$ см.

Вышеизложенное доказывает, что в условиях проведенного эксперимента мы можем исходить из допущения слабого поля деформации и использовать теоретические результаты, полученные в [11]. В частности, при точном выполнении условия Брэгга относительная усредненная по толщине кристалла интенсивность отраженного пучка

$$R_h = \frac{I_h}{I_i} = e^{-\mu t} \operatorname{ch} \left[2\pi k \chi_{hi} - \frac{\alpha}{2\pi k |\chi_{hr}|} \right] t, \quad (6)$$

где μ – линейный коэффициент поглощения кристалла для данного излучения, t – толщина кристалла, I_h и I_i – интенсивности отраженного и падающего пучков, χ_{hi} и χ_{hr} – мнимая и реальная части коэффициента Фурье-разложения, соответственно, а

$$\alpha = \frac{h}{2R} = \frac{ha}{2} \frac{dT}{dx}. \quad (7)$$

Формула (6) описывает поведение коэффициента отражения в зависимости от градиента температуры. В частности, R_h сначала уменьшается с увеличением $\frac{dT}{dx}$, достигая минимума при

$$2\pi k \chi_{hi} = \frac{\alpha}{2\pi k |\chi_{hr}|} \quad (8)$$

или с учетом (7) при

$$\frac{dT}{dx} = \frac{8\pi^2 k^2 |\chi_{hr}| \chi_{hi}}{ha}, \quad (9)$$

а затем начинает увеличиваться с увеличением $\frac{dT}{dx}$, переходя в экспоненциальный рост при сравнительно больших градиентах.

Остановимся также на вопросе о регистрации интегральной интенсивности в нашем эксперименте. Допускается, что входная поверхность кристалла освещается некогерентным пучком конечной ширины. Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, каждая точка освещаемой области на входной поверхности пластинки возбуждает волновое поле, ограниченное треугольником Бормана с вершиной в данной точке освещаемой области. В результате суммарная интенсивность на выходной поверхности образца будет определяться как интеграл от модуля функции влияния по освещенной области и при достаточной ширине этой области будет равна интегральной интенсивности отражения.

Аналогичное поведение выявляет и интегральная интенсивность отражения, т.к. она определяется как интеграл от коэффициента отражения по углу смещения от точного условия Брэгга. В [11] показано, что для слабопоглощающих кристаллов следует заменить параметр $2\pi k\chi_{hi}$ на $2\pi k\chi_{hi} - \frac{\alpha}{2\pi k|\chi_{hr}|}$ в соответствующих формулах, описывающих дифракцию на совершенном кристалле. В частности, это утверждение отображено в (6) и как результат усредненная по толщине кристалла интегральная интенсивность отражения для симметричной геометрии Лауэ будет определяться по формуле [13]

$$R_i = \frac{\pi|\chi_{hr}|}{2\sin 2\theta_B} e^{\frac{-\mu}{\cos\theta_B}} I_0\left(\frac{t}{\cos\theta_B}\left(2\pi k|\chi_{hi}| \mp \frac{|\alpha|}{2\pi k|\chi_{hr}|}\right)\right), \quad (10)$$

где θ_B – угол Брэгга, $I_0(y)$ – модифицированная функция Бесселя, знак перед α определяется знаком R в (1). Из поведения функции Бесселя $I_0(y)$ теперь очевидно, что с увеличением $|\alpha|$ интегральная интенсивность падает, достигая минимума при $\alpha = 4\pi^2 k^2 |\chi_{hi} \chi_{hr}|$, ($\alpha > 0$), а затем экспоненциально растет с ростом $|\alpha|$. Естественно, такой рост интегральной интенсивности ограничен приближением (4) и будет иметь место в пределах этого приближения. При $|\alpha| = -\alpha$ интегральная интенсивность растет монотонно вместе с ростом $|\alpha|$, а вышеотмеченный минимум отсутствует.

4. Заключение

Исследованы особенности динамического рассеяния рентгеновских лучей в тонких кристаллах ADP при наличии на образцах температурного градиента. Измерены зависимость интегральной интенсивности и коэффициенты усиления отраженных пучков от величины температурного градиента, перпендикулярного к отражающим атомным плоскостям для различных толщин монокристаллов. Дана теоретическая интерпретация спада интенсивности отражения и появления минимума в зависимости от величины температурного градиента, а также линейности характера роста этой зависимости вплоть до насыщения в большом интервале изменения температурного градиента. Спад интегральной интенсивности отраженного пучка при малых величинах температурного градиента, на наш взгляд, связан с блочной структурой монокристалла, т.е. малые величины температурного градиента способствуют сглаживанию границ блочности, вследствие чего повышается степень совершенства монокристалла, что и является причиной уменьшения интенсивности. Дальнейшее увеличение величины температурного градиента приводит к анизотропной деформации и изгибу отражающих атомных плоскостей, вследствие чего увеличивается интенсивность отраженного пучка вплоть до насыщения. Аналогичные явления наблюдались в работе [14], где в качестве образца использовались монокристаллы KDP. Увеличение интенсивности отраженного пучка обусловлено увеличением отражательной способности атомных плоскостей и их изгибом [15] под влиянием температурного градиента, что и подтверждается в настоящей работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.W. Fox, P.H. Corr.** Phys. Rev., **37**, 1622 (1931).
2. **S. Nishikava, I. Sakisaka, I. Sumoto.** Phys. Rev., **38**, 1078 (1931).
3. **А.Р. Мкртчян, М.А. Навасардян, В.К. Мирзоян.** Письма в ЖТФ, **8**, 677 (1982).
4. **В.К. Мирзоян, С.Н. Нореян.** Тез. докл. V всесоюзного совещания по когерентному взаимодействию излучения с веществом, Симферополь, 1990, с.142.
5. **A.R. Mkrтчyan, V.Gh. Mirzoyan, A.G. Mkrтчyan, S.N. Noreyan, L.A. Kocharyan, R.A. Sarkisyan, V.H. Tonoyan, T.G. Dovlatyan, W. Wagner, G. Prade, W. Matz, N. Shell.** Conversion potential of Armenia and ISTC Programs Internal Seminar proceedings, Yerevan, 2000, p.139.
6. **М.А. Навасардян, Ю.Р. Назарян, В.К. Мирзоян.** Изв. АН Армении, Физика, **14**, 425 (1979).
7. **А.Р. Мкртчян, М.А. Навасардян, В.К. Мирзоян, А.А. Кочарян, С.С. Галстян, О.А. Унанян, К.Г. Галоян.** Авторское свидетельство СССР N1327716 (1987).
8. **А.Р. Мкртчян, В.К. Мирзоян, А.С. Мелконян, С.Н. Нореян, Л.А. Кочарян, Э.Г. Багдасарян, Т.Г. Довлатян, У. Ван Бюрк, В. Вагнер, В. Матц, Н. Шелл.** Конверсионный потенциал Армении и программы МНТЦ, международный семинар, Ереван, доклады, часть 1, 2000, с.158.
9. **В.К. Мирзоян, А.Р. Мкртчян, С.Н. Нореян.** Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **6**, 95 (2008).
10. **В.К. Мирзоян, С.Н. Нореян.** Изв. НАН Армении, Физика, **26**, 66 (1991).
11. **К.Г. Труни, В.Р. Кочарян, Г.Р. Григорян.** Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 131 (2012).
12. Акустические кристаллы, ред. **М.О. Шаскольская**, М., Наука, 1982.
13. **З.Г. Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика, М., Наука, 1982.
14. **В.К. Мирзоян, К.М. Геворкян, П.А. Григорян, Т.Г. Довлатян.** Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 221 (2010).
15. **В.К. Мирзоян, А.А. Егиазарян, Э.Г. Багдасарян, П.В. Мирзоян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 355 (2007).

DYNAMICAL DIFFRACTION OF X-RAYS IN ADP SINGLE CRYSTAL UNDER INFLUENCE OF TEMPERATURE GRADIENT

V.GH. MIRZOYAN, K.G. TRUNI, P.A. GRIGORYAN,
K.M. GEVORGYAN, M. GHANNAD DEZFOULI

Dependence of the integral intensity of diffracted X-ray beams from a single crystal of ammonium dihydrogen phosphate (ADP) in the Laue geometry in the presence of a temperature gradient has been investigated. It is found that the integral intensity of the reflected X-ray beam from a single crystal is almost linearly dependent on the magnitude of temperature gradient applied perpendicularly to the reflecting atomic planes up to saturation. For small values of the temperature gradient, in case of antiparallel vectors of diffraction and temperature gradient, integral intensity of the reflected X-rays initially reduces by about 10% and then increases monotonically with increasing value of the temperature gradient. Based on the theoretical analysis an explanation of observed phenomena is given.

УДК 548.732

РЕНТГЕНОВСКАЯ ЛАУЭ ДИФРАКЦИЯ С УЧЕТОМ ВТОРЫХ ПРОИЗВОДНЫХ АМПЛИТУД В УРАВНЕНИЯХ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ

М.К. БАЛЯН*

Ереванский государственный университет, Армения

*e-mail: mbalyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 30 ноября 2012 г.)

Рассмотрена асимметричная Лауэ дифракция в идеальном кристалле с плоской входной поверхностью. В уравнениях динамической дифракции учитываются вторые производные амплитуд по направлению, перпендикулярному к плоскости дифракции. С использованием соответствующей функции Грина получено общее выражение амплитуды дифрагированной волны в кристалле. Учтены как размеры источника по обоим направлениям, так и расстояние источник–кристалл и некогерентность падающего на кристалл излучения. На основе полученного выражения проанализированы когерентные характеристики поля в зависимости от размеров источника и ширины спектра падающего излучения. Приведены уравнения распространения зависящего от времени рентгеновского импульса в идеальном кристалле с сохранением вторых производных амплитуд по направлению, перпендикулярному к плоскости дифракции.

1. Введение

В своем первоначальном варианте теория динамической дифракции рентгеновских волн была разработана для падающей плоской волны, в которой расстояние источник–кристалл (равное бесконечности) и расходимость пучка (равная нулю) были фиксированы [1,2]. Като развил теорию, учитывающую расходимость пучка в плоскости дифракции, когда источник расположен близко к кристаллу [3]. В этой теории расстояние источник–кристалл также было фиксированным параметром и считалось равным нулю. Это привело к пониманию нового типа маятниковых полос – маятниковых полос точечного источника, расположенного на поверхности кристалла. В дальнейшем была разработана теория сферической волны, учитывающая расходимость пучка в плоскости дифракции и расстояние источник–кристалл как параметры [4-6]. Была обнаружена фокусировка сферической волны внутри и вне кристалла в случае Лауэ. В работе [7] исследовалась динамическая симметричная Лауэ дифракция так называемой локально-плоской волны, когда кристалл находится в зоне Фраунгофера падающего излучения. В этом случае на выходной поверхности кристалла зависимость от координаты вдоль поверхности в плоскости дифракции

имеет такой же вид, как зависимость коэффициента отражения от параметра отклонения от точного условия Брэгга. Все эти теории можно рассматривать с одной общей точки зрения, используя уравнения динамической дифракции [8]. Уравнения двухволновой динамической дифракции рентгеновских пучков двумерны – в них входят производные амплитуд по координатам точки в плоскости дифракции. Однако, если не наложить ограничения на расходимость пучка перпендикулярно к плоскости дифракции, то необходимо дальнейшее развитие теории. Так, в [9], считая, что падающий пучок имеет значительную расходимость как в плоскости дифракции, так и в перпендикулярном направлении, с нахождением всех направлений на входной поверхности кристалла, удовлетворяющих точному условию Брэгга, и с помощью суммирования откликов плоскостных компонент была решена задача динамической дифракции в идеальном кристалле в симметричном случае Лауэ. В итоге оказалось, что каждый луч, удовлетворяющий точному условию Брэгга, выбирает свою плоскость дифракции, в которой происходит перенормировка глубины, с учетом координаты, перпендикулярной к стандартной плоскости дифракции. Такая же задача, но в случае Брэгга, была рассмотрена в [10].

При решении некоторого круга задач динамической дифракции возникает необходимость учитывать в этих уравнениях вторые производные амплитуд по направлению, перпендикулярному к плоскости дифракции (обычно координата y). Так, например, в работах [11,12], в связи с задачей двумерной фокусировки пучка с помощью кристалла, вектор смещения атомов которого из своих равновесных положений зависит от координаты y , обсуждался вопрос игнорирования вторых производных амплитуд по этой координате. В работе [13] вторые производные амплитуд сохранены при исследовании некомпланарной дифракции рентгеновского пучка в условиях зеркального отражения [14]. Зависимость амплитуд от y важна при исследовании фокусировки рентгеновского пучка с помощью кристалла с неплоским входным и выходным поверхностями. Такая фокусировка, без привлечения вторых производных, на основе плоскостной теории рассматривалась в [15,16]. Однако в [17] было представлено эйкональное приближение уравнений динамической дифракции, в которых сохранены вторые производные амплитуд. На основе такого эйконального приближения вопрос фокусировки рентгеновского пучка с помощью кристалла с неплоскими входным и выходным поверхностями в симметричном случае Лауэ рассматривался в [18]. В работе [19] найдена запаздывающая функция Грина уравнений динамической дифракции со вторыми производными амплитуд по y в идеальном кристалле. Решения для амплитуд внутри идеального кристалла представлены с помощью свертки амплитуд и функции Грина по поверхности кристалла. Такое представление дает возможность описать дифракцию внутри идеального кристалла как с плоской, так и с неплоской входной и выходной поверхностями для произвольного падающего пучка. Следует сказать, что здесь подразумевается существование одной несущей волны с расходимостью пучка

в обеих взаимоперпендикулярных плоскостях, что отличается от рассмотренной в [9,10] динамической дифракции широко расходящегося пучка.

В настоящей работе полученное в работе [19] представление решения будет применено для выявления влияния вторых производных амплитуд на лауэвскую дифракцию внутри идеального кристалла с плоской входной и выходной поверхностями, а также для оценок пространственной и временной когерентности пучков в рассматриваемом случае. Учитываются расходимость пучка как в плоскости дифракции, так и в перпендикулярном направлении, а также расстояние источник–кристалл. Если кристалл находится в зоне Фраунгофера падающего излучения, то реализуется случай локально-плоской падающей волны и можно исследовать коэффициент отражения в зависимости от координат x и y . В случае падающей сферической волны, когда кристалл находится в зоне Френеля падающего излучения, можно исследовать явление фокусировки сферической волны, учитывая также зависимость амплитуд от координаты y . Наконец, если кристалл расположен близко к источнику, когда реализуется случай Като, то можно считать, что источник расположен на поверхности кристалла и возможно исследовать влияние зависимости амплитуд от y на вид маятниковых полос. В конце статьи приводятся уравнения распространения зависящего от времени рентгеновского импульса в идеальном кристалле с сохранением вторых производных амплитуд по направлению, перпендикулярному к плоскости дифракции.

2. Основные формулы

Рассмотрим асимметричную Лауэ дифракцию в идеальном кристалле с плоской входной и выходной поверхностями. Введем две системы координат. Одну из них – $OX'Y'Z'$, свяжем с отражающими плоскостями, а другую – $Oxyz$, с поверхностью кристалла (рис. 1a,b), причем ось OZ направлена вдоль отражающих плоскостей в глубь кристалла, а ось OX антипараллельна вектору дифракции. Ось Oy перпендикулярна плоскости дифракции (плоскость рисунка) по правилу правой системы координат. В идеальном кристалле, в условиях двухволновой динамической дифракции, амплитуды проходящей и дифрагированной волны E_0 , E_h , соответственно, при сохранении вторых производных амплитуд по координате y , согласно [19], можно представить в виде

$$E_{0,h}(\mathbf{r}) = 4ik \cos \theta \int_S G \frac{\partial^2 E_{0,h}}{\partial y'^2} dS_Z - 4k^2 \cos^2 \theta \int_S \left(G \frac{\partial E_{0,h}}{\partial Z'} - E_{0,h} \frac{\partial G}{\partial Z'} \right) dS_Z + \\ + 4k^2 \sin^2 \theta \int_S \left(G \frac{\partial E_{0,h}}{\partial X'} - E_{0,h} \frac{\partial G}{\partial X'} \right) dS_X, \quad (1)$$

где $\mathbf{r}(X, y, Z)$ – радиус-вектор точки наблюдения, $\mathbf{r}'(X', y', Z')$ – радиус-вектор текущей точки поверхности кристалла в интегралах формулы (1), $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, θ – угол Брэгга, G – запаздывающая функция Грина, dS_X , dS_Z – компоненты элемента $d\mathbf{S}$ поверхности кристалла на соответст-

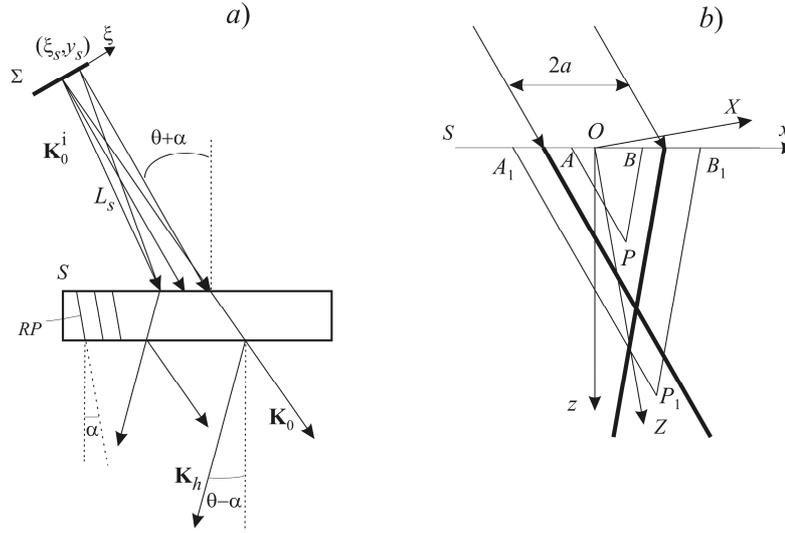


Рис.1. *a)* Общая схема дифракции. Σ – протяженный источник рентгеновских лучей, ось $O\xi$, (ξ_s, η_s) – координаты некоторой точки источника, \mathbf{K}_0^i , L_s – средний волновой вектор падающей волны и среднее расстояние источник – кристалл, показаны лучи, исходящие из точек источника $(0, \eta_s)$ и (ξ_s, η_s) , S – поверхность кристалла, RP – отражающие плоскости, пунктирами показаны перпендикуляры к поверхности кристалла и продолжение проекции отражающих плоскостей, показаны соответствующие углы, \mathbf{K}_0 , \mathbf{K}_h – волновые векторы прошедшей и дифрагированной волн; *b)* показаны координатные оси Ox , Oz и OX , OZ , ось Oy перпендикулярна к плоскости рисунка, $2a$ – ширина пучка (щели), жирными линиями показаны характеристики $Ztg\theta + X = \text{const}$, $Ztg\theta - X = \text{const}$, проходящие через края пучка, P , P_1 – точки наблюдения в областях выше и ниже точки пересечения этих характеристик, соответственно, AB , A_1B_1 – области поверхности кристалла, заключенные между пересечениями этой поверхности с характеристиками, проходящими через точки наблюдения P и P_1 , соответственно.

вующие оси координат, причем нормаль к $d\mathbf{S}$ направлена во внешнюю сторону объема кристалла. Запаздывающая функция Грина имеет вид

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{e^{-i\pi/4}}{4\pi} \frac{1}{2k^2 \sin 2\theta} \sqrt{\frac{2\pi k \cos \theta}{Z - Z'}} e^{ik \frac{(y-y')^2 \cos \theta}{2(Z-Z')}} \times \quad (2)$$

$$\times J_0(\sigma \sqrt{(Z - Z')^2 \text{tg}^2 \theta - (X - X')^2}) H(Z - Z') H((Z - Z') \text{tg} \theta - |X - X'|),$$

где $H(x)$ – функция Хевисайда, равная 1 при $x > 0$ и 0 при $x < 0$, а $\sigma = k(\chi_h \chi_{-h})^{1/2}$, J_0 – функция Бесселя нулевого порядка. Из-за наличия функций Хевисайда в выражении функции Грина (2), фактически интегрирование в (1) проводится по участку AB поверхности S , находящейся между двумя пересечениями поверхности кристалла с плоскостями $Ztg\theta - X = Z'tg\theta - X'$ и $Ztg\theta + X = Z'tg\theta + X'$, проходящие через точку наблюдения (X, Z) (рис.1b). Координаты (X, Z) и (x, z) связаны друг с другом преобразованием поворота

$$\begin{aligned} X &= x \cos \alpha - z \sin \alpha, \\ Z &= x \sin \alpha + z \cos \alpha, \end{aligned} \quad (3)$$

где α – угол между отражающими плоскостями и нормалью к поверхности кристалла (рис.1). Мы будем рассматривать только дифрагированную волну. К обычным граничным условиям дифрагированной волны для случая Лауэ на входной поверхности кристалла ($z = 0$) [1,2] следует добавить граничное условие для второй производной по y

$$\partial E_h / \partial y = 0 \Rightarrow \partial^2 E_h / \partial y^2 = 0. \quad (4)$$

Будем считать, что источник излучает квазимонохроматическую волну с максимумом интенсивности для длины волны λ_m . Пусть источник имеет размеры, причем в плоскости дифракции координата произвольной точки источника пусть будет ξ_s (рис.1а) (ось $O\xi$ находится в плоскости источника и в плоскости дифракции), а в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении – y_s . Из каждой точки источника с координатами (ξ_s, y_s) излучается сферическая волна. Будем считать, что центральная точка источника $(0,0)$ находится на расстоянии L_s от кристалла, причем волновой вектор \mathbf{K}_0^i , направленный от точки $(0,0)$ источника перпендикулярно к источнику, будем считать несущим волновым вектором. Для различных длин волн длина \mathbf{K}_0^i различна: $|\mathbf{K}_0^i| = k = 2\pi/\lambda$, но направления всех \mathbf{K}_0^i для всех длин волн одинаковы. Нам необходимо разложить фазу падающей волны до четвертого порядка по $1/L_s$ включительно, так как в уравнениях динамической дифракции оставлены вторые производные амплитуд по y . Нетрудно видеть, что для источника с координатами (ξ_s, y_s) падающая волна будет иметь вид

$$E_0^i e^{i\Phi^i} e^{i\mathbf{K}_0^i \mathbf{r}'} / L_s, \quad (5)$$

причем

$$\Phi^i = k \frac{\left[(x' \gamma_0 - \xi_s)^2 + (y' - y_s)^2 \right]}{2L_s} - k \frac{x' \sin(\theta + \alpha)}{2} \frac{(y' - y_s)^2}{L_s^2} - k \frac{(y' - y_s)^4}{8L_s^3}. \quad (6)$$

Здесь $\gamma_0 = \cos(\theta + \alpha)$. Учитывая (5) и то, что внутри кристалла несущие волновые векторы прошедшей и дифрагированной волн выбраны так, что удовлетворяют точному условию Брэгга для данной длины волны, а также рефракцию, из непрерывности амплитуд находим амплитуду проходящей волны на входной поверхности:

$$E_0 = \frac{E_0^i}{L_s} e^{i\Phi^i} e^{ik\Delta\theta\gamma_0} \exp \left[-ik \frac{\chi_0 x' \gamma_h (1-b)}{2 \sin 2\theta} \right]. \quad (7)$$

Здесь $\gamma_h = \cos(\theta - \alpha)$, $b = \gamma_0/\gamma_h$ – фактор асимметричности, χ_0 – нулевая Фурье-компонента поляризуемости кристалла, $\Delta\theta(\lambda) = (K_{0x}^i - K_{0x})/k = \theta^i - \theta(\lambda)$ – отклонение от точного условия Брэгга для данной длины волны, а θ^i – угол скольжения относительно отражающих плоскостей для \mathbf{K}_0^i . Используя закон Брэгга, нетрудно видеть, что

$$\Delta\theta(\lambda) = \theta^i - \theta(\lambda_m) - \frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda} \operatorname{tg}\theta = \Delta\theta(\lambda_m) - \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \operatorname{tg}\theta. \quad (8)$$

Теперь учтем, что $dS_Z = -dX'dy' = -\cos\alpha dx' dy'$, $dS_X = dZ'dy' = \sin\alpha dx' dy'$. Тогда, используя стандартные граничные условия для геометрии Лауэ и добавляя граничное условие (4), из формулы (1) приходим к выражению

$$E_h(\mathbf{r}) = 2ik\chi_h\gamma_0 \int_S k^2 G(\mathbf{r}; x', y') E_0(x', y') dx' dy'. \quad (9)$$

При интегрировании в (9) по y' учтем, что функция Грина, согласно (2), содержит быстро осциллирующую экспоненту, которая имеет стационарную точку $y'_{st} = y$. Разлагая остальные члены фазы около стационарной точки до линейных членов по $(y' - y_{st})$ включительно и проведя интегрирование в бесконечных пределах по y' , из (9) приходим к следующему представлению (здесь для определенности в аргументе амплитуды явно написаны координаты источника и длина волны):

$$E'_h(\mathbf{r}; \xi_s, y_s, \Delta\lambda) = A e^{i\Phi_0(\mathbf{r}; \xi_s, y_s, \Delta\lambda)} \int_{-l}^l J_0\left(\sigma\sqrt{\gamma_0\gamma_h} \sqrt{l^2 - x'^2} / \cos\theta\right) e^{i\Phi(x'; \xi_s, y_s, \Delta\lambda)} dx', \quad (10)$$

где $E'_h(\mathbf{r}; \xi_s, y_s) = E_h(\mathbf{r}; \xi_s, y_s) e^{ik\chi_0 Z / (2\cos\theta)}$, $l \equiv z \sin 2\theta / (2\gamma_0\gamma_h)$,

$$A = [ik\chi_h\gamma_0 / (2\sin 2\theta)] (E_0^i / L_s),$$

$$\begin{aligned} \Phi_0 = & kz\gamma_0 \left(\frac{\chi_0(1+b)}{4b\cos^2\theta} \left(1 + \frac{(1-b)^2}{4b\sin^2\theta} \right) - \frac{\Delta\theta(1-b^2)}{2b\sin 2\theta} \right) + k\gamma_0\Delta\theta x + \frac{k}{2L_s} \left(\gamma_0 x - \frac{z\gamma_h(1-b^2)}{2\sin 2\theta} - \xi_s \right)^2 + \\ & + \frac{k(y-y_s)^2}{2L_s} - \frac{k(y-y_s)^2}{2L_s^2} \left(x\sin(\theta+\alpha) + \frac{z\gamma_h(1+b)^2}{4\cos^2\theta} \right) - \frac{k(y-y_s)^4}{8L_s^3}, \end{aligned} \quad (11)$$

и

$$\Phi = \beta x' + kx'^2 \gamma_0^2 / (2L_s), \quad (12)$$

$$\beta = \frac{k\gamma_0}{2\sin 2\theta} \left(2\sin 2\theta\Delta\theta - \frac{\chi_0(1-b)}{b} \right) + \frac{k\gamma_0}{L_s} \left(x\gamma_0 - \frac{z\gamma_h(1-b^2)}{2\sin 2\theta} - \xi_s - \frac{\operatorname{tg}\theta(y-y_s)^2}{2L_s} \right). \quad (13)$$

Как видно из формулы (10), существенно новой по сравнению со стандартной теорией [2] является появление отклонения от условия Брэгга по координате y в выражении β формулы (13). Как и следовало ожидать, зависимость отклонения от условия Брэгга по координате y является квадратичной. Этот член и должен обуславливать нетривиальную зависимость амплитуды и пространственную когерентность пучка от координаты y .

3. Временная и пространственная когерентность

В литературе имеется много работ по вопросу о пространственной и временной когерентности в рентген-дифракционной оптике (см., например, [20-24]). Эта задача рассматривалась также в сравнительно недавно вышедших работах [7,25-31]. Основной подход заключается в том, что для исследования про-

пространственной когерентности протяженный источник делят на отдельные точечные источники и, суммируя результирующую интенсивность по координатам источников, рассматривают влияние размеров источника на дифракционную или же на интерференционную картину. Для исследования влияния временной когерентности либо получают уравнение распространения зависящего от времени рентгеновского импульса в кристалле, либо же падающий пучок разлагают в Фурье-спектр – на отдельные монохроматические составляющие, и после решения задачи для отдельной монохроматической компоненты суммируют результирующую интенсивность по длинам волн (или по частотам). В этой статье новым в этом вопросе является нетривиальная зависимость интенсивности от координаты y . Обсуждение пространственной и временной когерентности по формуле (10) проведем по аналогии с работой [7].

3.1. Влияние размеров источника: пространственная или поперечная когерентность

Зафиксируем длину волны и будем рассматривать интенсивность дифрагированной волны (т.е. квадрат модуля амплитуды, заданной формулой (10)) для данного точечного источника. Будем считать, что размеры источника по ξ меняются в пределах $(-a_h, a_h)$, а по y , в пределах $(-a_y, a_y)$. При возведении в квадрат модуля выражения (10) и интегрировании по координатам источника в выражении интенсивности появится взаимная интенсивность типа

$$I_h(x', x'') = \int_{-a_h}^{a_h} \int_{-a_y}^{a_y} |E_0^i(\xi_s, y_s, \Delta\lambda)|^2 \exp \left[i \frac{k\gamma_0}{L_s} (x'' - x') \left(\xi_s + \operatorname{tg}\theta \frac{(y - y_s)^2}{2L_s} \right) \right] d\xi_s dy_s. \quad (14)$$

Если задать некоторое распределение интенсивности $|E_0^i(\xi_s, y_s, \Delta\lambda)|^2$ по координатам источников (обычно гауссовское распределение, но можно использовать и равномерное распределение с функцией Хевисайда), то можно провести интегрирование в (14) и затем, интегрируя по x' и x'' , найти окончательное выражение для интенсивности. Тогда суммирование по координатам источников в конечном выражении интенсивности приведет к некоторой степени размазывания дифракционной картины до полного ее исчезновения в зависимости от размеров источника и точки наблюдения в кристалле. Но можно непосредственно из (14) оценить размеры источника, при котором получается неразмытая дифракционная картина. Сначала заметим, что при интегрировании по y_s можно член $\exp[ik\gamma_0(x'' - x')\operatorname{tg}\theta y_s^2/(2L_s^2)]$ считать медленным по сравнению с членом, линейным по y_s зависимостью в фазе, так как максимальное значение a_y обычно порядка 100 мкм, L_s можно считать порядка метра, а максимальное значение $(x'' - x')$ порядка $2L$. Оставляя в фазе главный член, линейный по y_s , взаимную интенсивность можно написать в виде

$$I_{hs}(x', x'') = \int_{-a_h}^{a_h} \int_{-a_y}^{a_y} |E_0^i(\xi_s, y_s, \Delta\lambda)|^2 \exp \left[i \frac{k\gamma_0}{L_s} (x'' - x') \left(\xi_s - \operatorname{tg}\theta \frac{yy_s}{L_s} \right) \right] d\xi_s dy_s. \quad (15)$$

В экспериментах падающий пучок всегда имеет ограниченные размеры на входной поверхности кристалла. Обозначим размер пучка вдоль входной поверхности кристалла через $2a$. Тогда максимальное значение $x_{\max} = \max(x'' - x')$ будет равно, согласно (10), $\min(2l, 2a)$ (здесь мы не рассматриваем область полутени, где значение x_{\max} еще меньше). Обозначим также через $|y|_{\max}$ максимальное значение модуля координаты y точки наблюдения. Согласно (15), для получения четкой дифракционной картины достаточно, чтобы

$$\frac{k\gamma_0}{L_s} x_{\max} a_h < \pi, \quad k\gamma_0 x_{\max} \operatorname{tg}\theta \frac{|y|_{\max} a_y}{L_s^2} < \pi, \quad (16)$$

что на языке длин волн равносильно условиям

$$2a_h \gamma_0 x_{\max} < \lambda L_s, \quad 2a_y \gamma_0 \operatorname{tg}\theta x_{\max} |y|_{\max} < \lambda L_s^2. \quad (17)$$

Таким образом, из (17) следует, что для получения четкой дифракционной картины по всей ширине и высоте пучка достаточно, чтобы

$$x_{\max} < \min\left(\lambda L_s / (2a_h \gamma_0), \lambda L_s^2 / (2a_y \gamma_0 \operatorname{tg}\theta |y|_{\max})\right). \quad (18)$$

В области перевернутого треугольника Бормана с вершиной в точке пересечения характеристик, проходящих через края щели, открыт весь фронт волны и $x_{\max} = 2l$ (рис. 1b). В этом случае из (18) и из определения l (см. формулу (10)) следует

$$z < \min\left(\lambda L_s \gamma_h / (2a_h \sin 2\theta), \lambda L_s^2 \gamma_h / (2a_y \operatorname{tg}\theta |y|_{\max} \sin 2\theta)\right). \quad (19)$$

В области треугольника Бормана с вершиной в точке пересечения характеристик, проходящих через края щели, имеем $x_{\max} = 2a$. В этой области из (18) получаем условие

$$2a < \min\left(\lambda L_s / (2a_h \gamma_0), \lambda L_s^2 / (2a_y \gamma_0 \operatorname{tg}\theta |y|_{\max})\right). \quad (20)$$

В условиях реализуемости случая Като узкая щель подставляется близко к поверхности кристалла перед падающей на кристалл волной и тогда можно подобрать щель такого размера, чтобы по всей ширине и высоте пучка наблюдать дифракционную картину маятниковых полос гиперболической формы. В этом случае можно также не использовать узкой щели, так как при приближении источника к кристаллу область отражения на поверхности кристалла уменьшается и играет роль узкой щели. Для получения маятниковых полос плоской волны, кроме выполнения условия (18), необходимо также коллимировать пучок, в противном случае различные плосковолновые компоненты падающей волны будут интерферировать и невозможно получить плосковолновые интерференционные полосы с помощью клина с основанием в плоскости (x, z) , параллельной плоскости дифракции [32], или же с помощью клина с основанием в плоскости (y, z) , перпендикулярно к плоскости дифракции [26].

3.2. Влияние некогерентности источника: временная или продольная когерентность

Падающая волна обычно является квазимонохроматической. При суммировании интенсивности дифрагированной волны по длинам волн в выраже-

нии интенсивности появляется взаимная интенсивность типа

$$I_h(x', x'') = \int_{-\Delta\lambda_1}^{\Delta\lambda_1} |E_0^i(\xi_s, y_s, \Delta\lambda)|^2 \exp[ik\gamma_0 \text{tg}\theta(x'' - x')\Delta\lambda/\lambda] d\Delta\lambda. \quad (21)$$

Здесь $\Delta\lambda_1$ задает ширину спектра падающей волны. В (21) предполагается, что максимум спектра падающего излучения имеет место для длины волны λ_m и что для этой длины волны, не нарушая общности, можно считать, что $2\sin 2\theta \Delta\theta(\lambda_m) = -|\chi_{0r}|(1 - b)/b$. Опять получаем, что $x_{\max} = \max(x'' - x') = \min(2l, 2a)$. Поэтому из (21), как и в случае пространственной когерентности, получаем следующее достаточное условие в верхней области от точки пересечения характеристик, проходящих через края щели:

$$z < (\lambda^2 / 2\Delta\lambda_1) (\gamma_h / (\sin 2\theta \text{tg}\theta)), \quad (22)$$

и в нижней области

$$2a < (\lambda^2 / 2\Delta\lambda_1) (1 / (\gamma_0 \text{tg}\theta)). \quad (23)$$

Здесь $\lambda^2 / (2\Delta\lambda_1)$ является продольной длиной когерентности падающего на кристалл излучения.

3.3. Эффективные расстояние источника, ширина спектра и размеры источника

В контексте излагаемых вопросов не излишне исследовать также изменение существенных параметров задачи после асимметричной дифракции. Введем в рассмотрение координату ξ_0 перпендикулярно к падающему пучку и ξ_h – перпендикулярно к дифрагированному пучку в плоскости дифракции. Тогда на выходной поверхности имеем $x = \xi_0/\gamma_0 = \xi_h/\gamma_h$ и $\xi_0 = \xi_h b$. Выражая x через ξ_h и подставляя в выражение фазы дифрагированной волны (11), можно сделать следующие выводы. Отклонение от условия Брэгга $\Delta\theta$ центрального луча заменяется на $\Delta\theta b$. Следовательно, $\Delta\lambda/\lambda$ заменяется на $b\Delta\lambda/\lambda$. Кроме того, расстояние L_s источника в плоскости дифракции заменяется на эффективное расстояние L_s/b^2 , а размеры источника в плоскости дифракции ξ_s заменяются на ξ_s/b . Отсюда следует, что расходимость пучка ξ_s/L_s , обусловленная размером источника в плоскости дифракции, заменяется на $b\xi_s/L_s$. Таким образом, если $b < 1$, то в дифрагированной волне улучшается монохроматичность и коллимация пучка в плоскости дифракции. Изменение когерентных характеристик дифрагированного пучка на основе временных уравнений при его распространении в идеальном кристалле рассматривалось, например, в работах [22,23,27], в которых не учитывались вторые производные амплитуд по y .

3.4. Уравнение распространения рентгеновского импульса с учетом вторых производных амплитуд по y

В связи с вышеуказанным имеет смысл привести уравнения распространения рентгеновского импульса в условиях двухволновой динамической дифракции с сохранением вторых производных амплитуд по y :

$$\begin{aligned}
\partial^2 \tilde{E}_0 / \partial y^2 + 2ik_m \partial \tilde{E}_0 / \partial s_0 + 2ik_m \partial \tilde{E}_0 / \partial T + k_m^2 \chi_0 \tilde{E}_0 + k_m^2 C \chi_h \tilde{E}_h &= 0, \\
\partial^2 \tilde{E}_h / \partial y^2 + 2ik_m \partial \tilde{E}_h / \partial s_h + 2ik_m \partial \tilde{E}_h / \partial T + k_m^2 \chi_0 \tilde{E}_h + k_m^2 C \chi_h \tilde{E}_0 &= 0.
\end{aligned} \tag{24}$$

Здесь \tilde{E}_0, \tilde{E}_h – зависящие от времени амплитуды рентгеновского импульса проходящей и дифрагированной волн, а s_0, s_h – координаты вдоль проходящей и дифрагированной волн, соответственно, C – поляризационный фактор, $T = ct$, c – скорость света в вакууме, t – время, $k_m = 2\pi/\lambda_m$. Можно утверждать, что решение (10) является Фурье-образом по частотам решения уравнения (24) для дифрагированной волны. Точнее, имеет место следующая связь между решением (24) и амплитудой монохроматической компоненты:

$$\tilde{E}_h(\mathbf{r}, t; \xi_s, y_s) = \int_{-\infty}^{\infty} E'_h(\mathbf{r}; \xi_s, y_s, \Delta\omega) e^{i((\mathbf{K}_h - \mathbf{K}_{hm})\mathbf{r} - \Delta\omega t)} d\Delta\omega. \tag{25}$$

Эта связь следует из выделения в выражении электрического поля рентгеновского импульса средней частоты ω_m и среднего волнового вектора, соответствующих максимуму интенсивности в спектре падающего излучения. В соответствии с этим, $\Delta\omega = \omega - \omega_m$, ω – частота, \mathbf{K}_{hm} – волновой вектор дифрагированной волны, удовлетворяющий точному условию Брэгга для частоты ω_m , \mathbf{K}_h – волновой вектор дифрагированной волны, удовлетворяющий точному условию Брэгга для частоты ω . Если под E_h понимать (1) или (9), то для произвольного падающего пучка можно написать более общее выражение, чем (25):

$$\tilde{E}_h(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_h(\mathbf{r}, \Delta\omega) e^{ik\chi_0 Z / (2\cos\theta)} e^{i((\mathbf{K}_h - \mathbf{K}_{hm})\mathbf{r} - \Delta\omega t)} d\Delta\omega. \tag{26}$$

4. Заключение

Нами рассмотрена асимметричная Лауэ дифракция в идеальном кристалле с плоской входной поверхностью. В уравнениях динамической дифракции учтены вторые производные амплитуд по направлению, перпендикулярному к плоскости дифракции. С использованием соответствующей запаздывающей функции Грина приведено общее выражение амплитуды дифрагированной волны в кристалле. Учтены как размеры источника по обоим направлениям, так и расстояние источник–кристалл и немонахроматичность падающего на кристалл излучения. Фаза падающей волны разлагается до членов $1/L_s^4$ включительно, что в конечном итоге приводит к нетривиальной зависимости амплитуды от координаты y , перпендикулярной к плоскости дифракции. Найденное выражение может быть использовано для анализа дифракционного поля в кристалле, когда кристалл находится как в зоне Фраунгофера падающего излучения, так и в зонах Френеля и в непосредственной близости от источника. На основе полученного выражения проанализированы когерентные характеристики поля в зависимости от размеров источника и ширины спектра падающего излучения.

Показано также, что при асимметричной дифракции расстояние источ-

ник–кристалл и размер источника в плоскости дифракции, а также ширина спектра, заменяются на соответствующие эффективные величины в зависимости от фактора асимметричности b . При $b < 1$ как коллимация пучка в плоскости дифракции, так и монохроматичность улучшаются по сравнению с соответствующими характеристиками падающего излучения. Приведены уравнения распространения зависящего от времени рентгеновского импульса в идеальном кристалле с сохранением вторых производных амплитуд по y .

Автор выражает благодарность сотруднику кафедры ФТТ ЕГУ К.Т. Аветяну за плодотворное обсуждение вопроса размеров лабораторных источников и сотруднику кафедры ФТТ ЕГУ Л.В.Левоняну за любезное предоставление списка ранних публикаций по вопросам когерентности в рентген-дифракционной оптике.

ЛИТЕРАТУРА

1. **З.Г.Пинскер**. Рентгеновская кристаллооптика. М., Наука, 1982.
2. **A.Authier**. Dynamical Theory of X-Ray Diffraction. Oxford University Press, 2001.
3. **N.Kato**. Acta Cryst., **14**, 526 (1961).
4. **А.М.Афанасьев, В.Г.Кон**. ФТТ, **19**, 1775 (1977).
5. **Л.В.Левонян**. Письма в ЖТФ, **7**, 269 (1981).
6. **V.G.Kohn**. Phys. stat. sol. (b), **222**, 407 (2000).
7. **V.Mocella, Y.Epelboin, P.Guigay**. Acta Cryst., **A56**, 308 (2000).
8. **S.Takagi**. J. Phys. Soc. Japan, **26**, 1239 (1969).
9. **Л.В.Левонян**. Материалы научной конференции, посвященной 50-летию основания кафедры физики твердого тела ЕГУ, Ереван, 2007, с.4.
10. **К.Т.Габриелян**. Межвузовский сборник научных трудов, **1**, 19 (1992).
11. **К.Т.Габриелян, Ф.Н.Чуховский, Д.И.Пискунов**. ЖЭТФ, **96**, 834 (1989).
12. **L.V.Levonyan, M.K.Balyan**. Phys. stat. sol. (a), **140**, 247 (1993).
13. **М.К.Балян, Л.В.Левонян**. Изв. НАН Армении, Физика, **35**, 309 (2000).
14. **А.М.Афанас'ев, М.К.Melkonyan**. Acta Cryst., **A39**, 207 (1983).
15. **J.Hrady**. J. Synchrotron Rad., **5**, 1206 (1998).
16. **J.Hrady, J.Hoszowska, С.Мocuta, N.Artemiev, A.Freund**. J. Synchrotron Rad., **10**, 233 (2003).
17. **М.К.Балян**. Изв. НАН Армении, Физика, **48**, 216 (2013).
18. **М.К.Балян**. Изв. НАН Армении, Физика, **48**, 363 (2013).
19. **М.К.Балян**. Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 62 (2014).
20. **С.Л.Азизян, П.А.Безирганян**. ЖТФ, **41**, 2186 (1971).
21. **В.Л.Инденбом**. Кристаллография, **21**, 479 (1976).
22. **Л.В.Левонян, К.Г.Труни**. Изв. АН Арм.ССР, Физика, **13**, 108 (1978).
23. **Л.В.Левонян, К.Г.Труни**. Изв. АН Арм.ССР, Физика, **14**, 253 (1979).
24. **V.Holy**. Phys. Stat. Sol. (b), **101**, 575 (1980).
25. **F.N.Chukhovskii, E.Forster**. Acta Cryst., **A51**, 668 (1995).
26. **К.Tamasaku, T.Ishikawa**. Acta Cryst., **A57**, 197 (2001).
27. **Н.Yamazaki, T.Ishikawa**. J. Appl. Cryst., **35**, 314 (2002).
28. **Н.Yamazaki, T.Ishikawa**. J. Appl. Cryst., **36**, 213 (2003).
29. **М.К.Балян**. Acta Cryst., **A66**, 660 (2010).
30. **V.A.Bushuev**. J. Synchrotron Rad., **15**, 495 (2008).
31. **V.G.Kohn**. J. Synchrotron Rad., **19**, 84 (2012).
32. **T.Ishikawa**. Acta Cryst., **A44**, 496 (1988).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԼԱՈՒԵ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԴԻՆԱՄԻԿ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ
ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐՈՒՄ ԱՄՊԼԻՏՈՒԴՆԵՐԻ ԵՐԿՐՈՐԴ ԿԱՐԳԻ
ԱԾԱՆՅՅԱԼՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ

Դիտարկված է ասիմետրկ Լաուե դիֆրակցիան հարթ մուտքի մակերևույթով իդեալական բյուրեղում: Դինամիկ դիֆրակցիայի հավասարումներում հաշվի են առնված ամպլիտուդների երկրորդ կարգի ածանցյալները դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ: Համապատասխան Գրինի ֆունկցիայի օգտագործմամբ բերված է դիֆրակցված ալիքի ամպլիտուդի ընդհանուր արտահայտությունը իդեալական բյուրեղում: Հաշվի են առնվում ինչպես աղբյուրի չափերը երկու ուղղություններով, այնպես էլ աղբյուր-բյուրեղ հեռավորությունը և բյուրեղի վրա ընկնող ճառագայթման ոչ մեներանգությունը: Ստացված արտահայտության հիման վրա վերլուծված են դաշտի կոհերենտ բնութագրերը կախված աղբյուրի չափերից և ընկնող ճառագայթման սպեկտրալ լայնությունից: Բերված են ժամանակից կախված ռենտգենյան իմպուլսի տարածման հավասարումները իդեալական բյուրեղում ըստ դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ ամպլիտուդների երկրորդ կարգի ածանցյալների հաշվառման:

X-RAY LAUE DIFFRACTION WITH ALLOWANCE FOR SECOND DERIVATIVES
OF AMPLITUDES IN DYNAMICAL DIFFRACTION EQUATIONS

M.K. BALYAN

Asymmetrical Laue diffraction in a perfect crystal with a plane entrance surface is considered. The second derivatives of amplitudes in the direction, perpendicular to diffraction plane in the dynamical diffraction equations are taken into account. Using the corresponding Green function a general form for the amplitude of diffracted wave in the crystal is derived. The sizes of the source in both directions as well as the source – crystal distance and non-monochromaticity of the radiation incident on the crystal are taken into account. On the basis of obtained expression the coherent properties of the field depending on the sizes of the source and on the width of the spectrum of the incident radiation are analyzed. Taking into account the second derivatives of amplitudes with respect to the direction, perpendicular to the diffraction plane, the time dependent propagation equations for an X-ray pulse in a perfect crystal, are given.

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. После названия учреждения следует привести адрес электронной почты одного из авторов.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 10 страниц, включая рисунки. Работы необходимо представлять в двух экземплярах, отпечатанных на принтере через 2 интервала. При наборе статьи следует использовать редактор MS Word, размер 11.

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.

5. Все формулы надо набирать и нумеровать программой MathType.

6. 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.

7. 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.

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

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

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

11. 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.

Веб-страница журнала: <http://jcp.sci.am/>.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Դ.Մ. Սեդրակյան, Դ.Հ. Բադալյան, Լ.Ռ. Սեդրակյան. Կետային դեֆեկտով քվանտային լարում էլեկտրոնի էներգիայի որոշումը	71
Է.Մ. Հարությունյան. Երկու հանդիպակաց գերձայնային ալիքների դաշտում գտնվող գիրոտրոպ բյուրեղների օպտիկական հատկությունները	82
Գ.Կ. Մատինյան. Խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղի և իզոտրոպ միջավայրի շերտերից կազմված դարսի ճառագայթման առանձնահատկությունները	89
Ա.Ա. Հախումյան, Գ.Դ. Հովհաննիսյան. Դոմենային կառուցվածքով GaAs բյուրեղում մի քանի օպտիկական պարբերության տևողությամբ լազերային իմպուլսի տարածման միջոցով տարբերային հաճախության զենեւրացման պրոցեսի դինամիկան	99
Ռ.Գ. Պողոսյան. Խառնուկային կլանումը ZnSe/InP/ZnS միջուկ-թաղանթ-թաղանթ գնդային քվանտային կետում	114
Վ.Ղ. Միրզոյան, Կ.Գ. Թրունի, Պ.Ա. Գրիգորյան, Կ.Մ. Գևորգյան, Մ. Ղաննադ Դեզֆուլի. Ռենտգենյան ճառագայթների դինամիկ դիֆրակցիան ADP միաբյուրեղում ջերմաստիճանային գրադիենտի առկայությամբ	121
Մ.Կ. Բալյան. Ռենտգենյան Լաուե դիֆրակցիան դինամիկ դիֆրակցիայի հավասարումներում ամպլիտուդների երկրորդ կարգի ածանցյալների հաշվառմամբ	130

CONTENTS

D.M. Sedrakian, D.A. Badalyan, L.R. Sedrakyan. Determination of the energy of electron in a quantum wire with a point defect	71
E.M. Harutyunyan. Optical properties of gyrotropic crystals in the field of counter-propagating ultrasound waves	82
G.K. Matinyan. Peculiarities of radiation of a stack of cholesteric liquid crystal and isotropic medium layers	89
A.A. Hakhoumian, G.D. Hovhannisyanyan. Dynamics of difference frequency radiation generation in the field of few-cycle laser pulse propagating in GaAs crystal with a domain structure	99
R.G. Poghosyan. Impurity absorption in ZnSe/InP/ZnS spherical layered quantum dot	114
V.Gh. Mirzoyan, K.G. Truni, P.A. Grigoryan, K.M. Gevorgyan, M. Ghannad Dezfouli. Dynamical diffraction of X-rays in ADP single crystal under influence of temperature gradient	121
M.K. Balyan. X-ray Laue diffraction with allowance for second derivatives of amplitudes in dynamical diffraction equations	130

СОДЕРЖАНИЕ

Д.М. Седракан, Д.А. Бадалян, Л.Р. Седракан. Определение энергии электрона в квантовой проволоке с точечным дефектом	71
Э.М. Арутюнян. Оптические свойства гиротропных кристаллов в поле двух встречных ультразвуковых волн	82
Г.К. Матинян. Особенности излучения стопы из слоев холестерического жидкого кристалла и изотропной среды	89
А.А. Ахумян, Г.Д. Оганесян. Динамика процесса генерации излучения разностной частоты в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний, распространяющегося в кристалле GaAs с доменной структурой	99
Р.Г. Погосян. Примесное поглощение в сферической квантовой точке ядро-оболочка-оболочка из ZnSe/InP/ZnS	114
В.К. Мирзоян, К.Г. Труни, П.А. Григорян, К.М. Геворкян, М. Ганнад Дезфули. Динамическая дифракция рентгеновского излучения на монокристалле ADP под влиянием температурного градиента	121
М.К. Балян. Рентгеновская Лауэ дифракция с учетом вторых производных амплитуд в уравнениях динамической дифракции	130

Заказ № 478

Тираж 150. Сдано в набор 15.11.2013.

Подписано к печати 25.11.2013. Печ. л. 4.75.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА. Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.