

ՓԻԶԻԿԱ · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆԱԿԱՆԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

A 218 419



ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

48

№ 4



ՀՀ ԳԱԱ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱԴԱՐԱՆՈՒԹՅՈՒՆ
ИЗДАТЕЛЬСТВО "ГИТУТЮН" НАН РА
ԵՐԵՎԱՆ ԵՐԵՎԱՆ

2013



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

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ 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 530.145

«ТЕМНЫЕ» И «СВЕТЛЫЕ» ПОЛЯРИТОНЫ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ПРИ НАЛИЧИИ ЭКСИТОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Э.А. ГАЗАЗЯН*, А.Д. ГАЗАЗЯН, В.О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

*e-mail: emilgazazyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 31 января 2013 г.)

Исследована возможность хранения и восстановления квантовой информации методом «темных» и «светлых» поляритонов в твердых телах с экситонными резонансами. В кристалле с примесными атомами \square -типа верхнее состояние, которое находится в экситонной зоне кристалла, образует резонансное состояние типа Фано посредством конфигурационного взаимодействия с континуумом экситонной зоны кристалла. Введены поляритонные состояния в случае переходов через экситонный резонанс и исследованы их свойства. Исследовано распространение «темного» поляритона и показано, что его форма и квантовое состояние сохраняются при распространении. Подробно проанализированы предельные случаи адиабатического и неадиабатического включения полей.

1. Введение

Одной из актуальных проблем современной науки является хранение и восстановление квантовой информации. Этой проблеме посвящено много работ, где рассматриваются среды атомов типа \square с дискретными уровнями.

Контрольное поле создает в \square -системе когерентность между нижними уровнями, которая сохраняется в среде после выключения поля. При этом, вследствие электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [1,2] среды, информация о входящем сигнале сохраняется в среде после выключения контрольного поля и восстанавливается при последующем его включении в виде выходящего импульса той же формы, что и входящий [3-8].

Распространение квантового импульса в среде с атомами \square -типа в адиабатическом пределе взаимодействия полей с атомами рассмотрено в работах [3-6], где показано, что импульс восстанавливается в такой же форме и в таком же квантовом состоянии, что и начальный импульс, и распространяется с групповой скоростью значительно меньшей, чем скорость света в вакууме. В этих работах вводятся новые квантовые состояния \square «темные» и «светлые» поляритоны, которые являются суперпозицией квантового электромагнитного поля и коллективного атомного компонента. С помощью такого элегантного метода исследуется распространение квазичастицы – «темного» поляритона, который в разных предельных случаях переходит в квантовое поле или в спиновую волну

в среде и контролируется внешним лазерным излучением.

В работах [9,10] исследована возможность хранения и восстановления классического и квантового импульсов в случае мгновенного, неадиабатического выключения и включения полей в среде с атомами \square -типа. Показано, что при выполнении определенных условий в неадиабатическом случае взаимодействия полей с атомами также возможны хранение и восстановление импульсов такой же формы, что и начальный импульс. В работе [9] рассмотрены также поляритонные состояния в случае неадиабатического выключения и включения полей и исследованы их свойства.

С практической точки зрения особый интерес представляет изучение распространения, хранения и восстановления светового импульса в твердом теле. Понятие «темных» поляритонов использовано в работе [12] для исследования возможности хранения квантовой информации в условиях большого неоднородного уширения в твердом теле.

Высоковозбужденные состояния примесного атома в кристалле могут находиться внутри какой-либо экситонной зоны кристалла; при этом конфигурационное взаимодействие этих состояний с континуумом экситонной зоны приводит к появлению резонансного состояния с большой шириной, подобного автоионизационному состоянию Фано в атомах [13]. Образование экситонного резонанса приводит к появлению асимметрии в спектре поглощения примесного атома в кристалле [14-17].

В данной работе мы используем концепцию «темных» и «светлых» поляритонов и исследуем возможность хранения и восстановления квантовой информации в кристалле с примесными атомами типа \square с верхним состоянием, находящимся в экситонной зоне. Это состояние, как отмечено выше, взаимодействуя с континуумом экситонной зоны, образует резонанс типа Фано. Аналогичное состояние экситонного резонанса может образоваться под действием лазерного (контрольного) поля также на нижних состояниях, подобно лазерно-индуцированной структуре (ЛИС) [18] в атомах.

Мы приведем здесь результаты, относящиеся к случаю изолированного экситонного резонанса [19], однако аналогичные результаты можно получить также в случае многих близко-лежащих резонансов [20].

2. Формирование экситонных резонансов в твердом теле и гамильтониан взаимодействия

С целью исследования возможности хранения и последующего восстановления квантовой информации рассмотрим распространение квантового импульса света с несущей частотой ω в кристаллической среде, состоящей из N примесных атомов \square -типа под действием когерентного контрольного поля с несущей частотой ω_L . Атомы \square -типа предполагаются состоящими из двух дискретных состояний 1 и 2 с вышележащим состоянием в экситонной зоне кристалла. Конфигурационное взаимодействие U верхнего дискретного состояния с континуумом экситонной зоны образует резонанс типа Фано [13]. Когерентное контрольное поле связывает взаимодействием Ω экситонное резонансное состояние Ψ_λ с дискретным уровнем 1, а квантовое поле \hat{E} связывает состояние Ψ_λ с дискретным уровнем 2 (рис.1).

Экситонный резонанс образуется, когда реальное дискретное состояние ψ_0 с энергией ε_0 перемешивается из-за конфигурационного взаимодействия U с континуумом экситонной зоны либо с ЛИС [18].

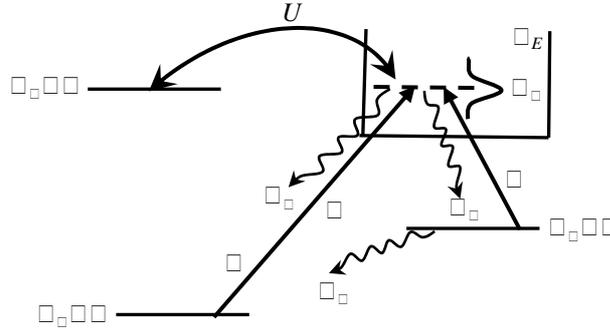


Рис.1. Энергетическая схема рассматриваемого процесса.

Волновую функцию экситонного резонанса можно представить, по аналогии с автоионизационными резонансами [13], в следующем виде:

$$\Psi_\lambda = (\sin \eta / \pi U_\lambda) \phi_\lambda - (\cos \eta) \psi_\lambda, \quad (1)$$

где ϕ_λ – модифицированное дискретное состояние ψ_0 :

$$\phi_\lambda = \psi_0 + P \int \frac{U_E}{\lambda - E} \psi_E dE. \quad (2)$$

Здесь символ « P » означает главное значение интеграла, $U_E = \Psi_E |U| \psi_0$ – матричный элемент конфигурационного взаимодействия U , Ψ_E – волновая функция гладкого континуума (экситонной зоны),

$$\eta = -\arctan(\pi/z(\lambda)) \quad (3)$$

есть фазовый сдвиг при взаимодействии с континуумом,

$$z(\lambda) = 2\pi \frac{\lambda - \varepsilon_0 - \Delta(\lambda)}{\Gamma(\lambda)}, \quad (4)$$

где $\Delta(\lambda)$ и $\Gamma(\lambda)$ – соответственно, сдвиг и ширина экситонного резонанса:

$$\Delta(\lambda) = P \int \frac{|U_E|^2}{\lambda - E} dE, \quad \Gamma(\lambda) = 2\pi |U_\lambda|^2. \quad (5)$$

Положительно-частотную часть оператора квантового импульса $\hat{E}^+(z_j, t)$ электромагнитного поля, распространяющегося в среде по оси z , представим в виде

$$\hat{E}^+(z_j, t) = -i(2\pi\hbar\omega/V)^{1/2} \hat{\alpha}_j(t) e^{i(kz_j - \omega t)}, \quad (6)$$

где $\hat{\alpha}_j(t)$ – слабо зависящие от времени операторы, индекс j определяет положение атома на оси z , V – объем квантования.

Гамильтониан для системы, приведенной на рис.1, в представлении взаимодействия без учета затуханий имеет следующий вид:

$$H = -\hbar \sum \int d\lambda \left\{ \hat{\sigma}_{\lambda,1}^j(t) \Omega_\lambda^j(t) e^{i(\lambda - \varepsilon_1 - \omega)t} + \hat{\sigma}_{\lambda,2}^j(t) g_\lambda \hat{\alpha}_j(t) e^{i(\lambda - \varepsilon_2 - \omega)t} + \text{H.c.} \right\}, \quad (7)$$

где суммирование по j идет по всем атомам на оси z , $\hat{\sigma}_{i,k}^j$ – атомные операторы:

$$\hat{\sigma}_{i,k}^j = |i\rangle^j \langle k|^j, \quad (8)$$

$\Omega_\lambda^j(t)$ – матричный элемент перехода для j -го атома из состояния 1 в состояние экситонного резонанса Ψ_λ под действием контрольного когерентного электромагнитного поля, а

$$g_\lambda = (2\pi\hbar\omega/V)^{1/2} \hat{d}_{2\lambda}, \quad (9)$$

где $\hat{d}_{2\lambda}$ – матричный элемент оператора дипольного момента для перехода состояния 2 в состояние Ψ_λ .

Для описания эволюции атомных операторов, исходя из гамильтониана (7), можно получить систему уравнений Гейзенберга – Ланжевена с δ -коррелированными квантовыми операторами ланжевенских шумов [19,20].

В дальнейшем мы предполагаем, что взаимодействие с атомами квантованного импульса $g_\lambda \hat{\alpha}_j(t)$ намного слабее взаимодействия контрольного поля с матричным элементом Ω_λ и плотность числа фотонов во входном квантованном импульсе меньше, чем плотность числа атомов [5]. В этом случае атомные уравнения (10) можно рассматривать методом теории возмущений по $g_\lambda \hat{\alpha}_j(t)$. В нулевом порядке можно считать, что $\hat{\sigma}_{11} = \hat{\sigma}_{\lambda,\lambda'} = 0$, а $\hat{\sigma}_{22} = 1$.

Вид профиля Фано–Бетлера для сечений фотопоглощения [13] вблизи экситонного резонанса при больших значениях параметра Фано q имеет выраженный максимум и при значении $q = 3$ форма контура линии близка к лоренцевой:

$$\Omega_\lambda(t) = \frac{\lambda - \varepsilon_0 - \Delta + (q_L/2)\Gamma}{\sqrt{(\lambda - \varepsilon_0 - \Delta)^2 + \Gamma^2/4}} \tilde{\Omega}_\lambda(t), \quad (10a)$$

$$g_\lambda = \frac{\lambda - \varepsilon_0 - \Delta + (q/2)\Gamma}{\sqrt{(\lambda - \varepsilon_0 - \Delta)^2 + \Gamma^2/4}} \tilde{g}_\lambda, \quad (10b)$$

где $\Omega_\lambda(t)$, g_λ соответствуют континууму со структурой, а $\tilde{\Omega}_\lambda(t)$, \tilde{g}_λ – гладкому континууму.

Как видно из выражений (10a,b), матричные элементы фотопоглощения обращаются в нуль при энергиях $\lambda = \varepsilon_0 + \Delta - (q_L/2)\Gamma$ и $\lambda = \varepsilon_0 + \Delta - (q/2)\Gamma$. При $q = 0$ сечение имеет характер «антирезонанса» (или «окна»), который обусловлен деструктивной интерференцией между переходами в непрерывный спектр [13].

Если считать амплитуды, медленно меняющимися на длине интервала Δz , который содержит $N_z \gg 1$ атомов, то можно ввести непрерывные атомные переменные [5]:

$$\hat{\sigma}_{\mu,\nu} = \frac{1}{N_z} \sum \hat{\sigma}_{\mu,\nu}^j(t). \quad (11)$$

В дальнейшем мы предположим, что параметры Фано q_L и q мало отличаются, будем считать $q_L \approx q$ и для простоты положим двухфотонную расстройку равной нулю. Тогда получим следующее уравнение распространения для квантового импульса:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\alpha}(z,t) = \frac{N \tilde{g}}{\tilde{\Omega}^*(t)} \frac{\partial \hat{\sigma}_{2,1}(z,t)}{\partial t}, \quad (12)$$

и уравнение для атомного оператора когерентности между нижними уровнями:

$$\frac{\partial \hat{\sigma}_{2,1}(z,t)}{\partial t} = -\beta(\omega) \left[\hat{\sigma}_{2,1}(z,t) |\tilde{\Omega}(t)|^2 + \tilde{g} \hat{\alpha}(z,t) \tilde{\Omega}^*(t) \right] + \hat{F}_{2,1}(z,t), \quad (13)$$

где эффективный оператор ланжевеновского шума представляется в виде

$$\hat{F}_{2,1}(z,t) = \tilde{\Omega}^*(t) \int \frac{d\lambda}{\lambda - \varepsilon_2 - \omega - i \frac{\gamma}{2}} \frac{\lambda - \varepsilon_0 - \Delta + \frac{q}{2} \Gamma}{\sqrt{(\lambda - \varepsilon_0 - \Delta)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}} \hat{F}_{2,\lambda}(z,t); \quad (14)$$

$\hat{F}_{2,\lambda}(z,t)$ – оператор ланжевеновского шума, а

$$\beta(\omega) = \pi \left(1 - i \frac{\Gamma}{2} \frac{(q-i)^2}{\varepsilon_0 - \varepsilon_2 - \omega + \Delta - (i/2)(\gamma + \Gamma)} \right). \quad (15)$$

Здесь Γ – затухание экситонного резонанса.

Уравнения (12) и (13) являются основными уравнениями задачи распространения электромагнитного излучения в кристаллах с примесными атомами \square -типа, когда верхнее состояние находится в экситонной зоне. Аналогичные уравнения для \square -системы с дискретными уровнями были получены в работах [5,9].

3. «Темные» и «светлые» поляритоны

Для контролирования распространения квантового импульса в среде в работе Флейшауэра и Лукина [5] был предложен элегантный метод, который заключается в том, что вводятся квазичастицы, называемые «темными» и «светлыми» поляритонами. Рассматривается переменное, пространственно-однородное контрольное поле с взаимодействием $\tilde{\Omega}(t)$ с атомами среды. $\tilde{\Omega}(t)$ считается действительным, $\tilde{\Omega}^*(t) = \tilde{\Omega}(t)$. Для введения новых квантовых полей квазичастиц $\hat{\Psi}(z,t)$ и $\hat{\Phi}(z,t)$ рассматривается вращение в плоскости двух физических величин – квантового

электромагнитного импульса $\hat{\alpha}(z, t)$ и атомных спиновых операторов когерентности $\hat{\sigma}_{2,1}(z, t)$. Угол вращения $\theta(t)$ определяется выражением

$$\tan\theta(t) = \tilde{g}\sqrt{N}/\tilde{\Omega}. \quad (16)$$

Тогда новые квазичастицы $\hat{\Psi}(z, t)$ и $\hat{\Phi}(z, t)$ будут суперпозицией электромагнитного $\hat{\alpha}(z, t)$ и коллективного атомного компонента $\sqrt{N}\hat{\sigma}_{2,1}(z, t)$ [5]:

$$\begin{aligned} \hat{\Psi}(z, t) &= \cos\theta\hat{\alpha}(z, t) - \sin\theta\sqrt{N}\hat{\sigma}_{2,1}(z, t), \\ \hat{\Phi}(z, t) &= \sin\theta\hat{\alpha}(z, t) + \cos\theta\sqrt{N}\hat{\sigma}_{2,1}(z, t). \end{aligned} \quad (17)$$

Суперпозиционные состояния (17) можно будет контролировать с помощью угла $\theta(t)$, меняя внешнее электромагнитное поле. Выражения (16) и (17) аналогичны выражениям работы [5], с той лишь разницей, что они содержат матричные элементы переходов в непрерывный спектр. $\hat{\Psi}(z, t)$ называется «темным», а $\hat{\Phi}(z, t)$ – «светлым» поляритонами.

По аналогии с работой [5], для слабых полей можно получить уравнения для «темных» и «светлых» поляритонов. Эти уравнения имеют следующий вид:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta(t) \frac{\partial}{\partial z} \right] \hat{\Psi}(z, t) = -\theta(t)\hat{\Phi}(z, t) - \sin\theta \cos\theta c \frac{\partial}{\partial z} \hat{\Phi}(z, t) \quad (18)$$

и

$$\begin{aligned} \hat{\Phi}(z, t) &= -\frac{\sin\theta(t)}{\beta(\omega)\tilde{g}^2 n} \tan\theta(t) \frac{\partial}{\partial t} \left[\hat{\Psi}(z, t) \sin\theta(t) - \hat{\Phi}(z, t) \cos\theta(t) \right] + \\ &+ \frac{\sin\theta(t)}{\beta(\omega)\tilde{g}} \hat{F}_{2,1}(z, t). \end{aligned} \quad (19)$$

Уравнение (18) для «темного» поляритона имеет такой же вид, что и для обычной \square -системы с дискретными состояниями [5], однако уравнение (19) для «светлого» поляритона отличается от выражения, приведенного в [5].

Вводя параметр адиабатичности $[\beta(\omega)\tilde{g}^2 NT]^{-1}$, где T \square характерное время, в наимизшем порядке по параметру адиабатичности находим

$$\hat{\Phi}(z, t) = 0, \quad (20)$$

что согласуется с результатом работы [5]. Следствия, которые можно получить исходя из уравнений (18) и (19) такие же, что и в работе [5] для обычной \square -системы. Из выражений (17) для поляритонов, в адиабатическом пределе, получим

$$\hat{\alpha}(z, t) = \hat{\Psi}(z, t) \cos\theta(t), \quad (21)$$

$$\sqrt{N}\hat{\sigma}_{2,1}(z, t) = -\hat{\Psi}(z, t) \sin\theta(t), \quad (22)$$

а для $\hat{\Psi}(z, t)$ будем иметь следующее уравнение:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta(t) \frac{\partial}{\partial z} \right] \hat{\Psi}(z, t) = 0, \quad (23)$$

решением которого является функция

$$\hat{\Psi}(z, t) = \hat{\Psi} \left(z - c \int_0^t dt' \cos^2 \theta(t'), 0 \right). \quad (24)$$

Это решение описывает распространение с мгновенной групповой скоростью $v_g(t) = c \cos^2 \theta(t)$ «темного» поляритона с сохраняющимися формой и квантовым состоянием.

При $\theta(t) \rightarrow 0$, то есть для сильного внешнего контрольного поля $\tilde{\Omega}^2 \square \tilde{g}^2 N$, поляритон имеет чисто фотонный характер $\hat{\Psi}(z, t) = \hat{\alpha}(z, t)$ и распространяется со скоростью света в вакууме. В случае обратного неравенства (слабое внешнее поле) $\tilde{\Omega}^2 \square \tilde{g}^2 N$, $\theta \rightarrow \pi/2$ поляритон становится спиновой волной $\hat{\Psi}(z, t) = -\sqrt{N} \hat{\alpha}(z, t)$ и скорость ее распространения стремится к нулю.

Перейдем теперь к случаю неадиабатического включения полей. В выражениях (17) для «темного» и «светлого» поляритонов получим

$$\hat{\Psi}(k, t) = \hat{\alpha}(k, t) \cos \theta - \sqrt{N} \hat{\sigma}_{2,1}(k, t) \sin \theta, \quad (25)$$

$$\hat{\Phi}(k, t) = \hat{\alpha}(k, t) \sin \theta + \sqrt{N} \hat{\sigma}_{2,1}(k, t) \cos \theta. \quad (26)$$

В рассмотренном здесь линейном пределе, когда плотность числа фотонов намного меньше плотности числа атомов $\sigma_{2,2}(k, t) \approx 1$, $\sigma_{\lambda,\lambda}(k, t) \approx 0$, операторы $\hat{\Psi}(k, t)$ и $\hat{\Phi}(k, t)$ представляют в виде бозонных операторов:

$$\left[\hat{\Psi}(k), \hat{\Psi}^+(k') \right] \approx \left[\hat{\Phi}(k), \hat{\Phi}^+(k') \right] \approx \delta_{k,k'}, \quad (27)$$

$$\left[\hat{\Psi}(k), \hat{\Phi}^+(k') \right] \approx 0. \quad (28)$$

Производя также Фурье-преобразование по пространственной координате z в уравнениях (12) и (13), учитывая начальные условия

$$\hat{\alpha}(k, 0) = 0, \quad (29)$$

$$\hat{\sigma}_{2,1}(k, 0) = \hat{\sigma}_{2,1}^{(0)}(k) = -\tilde{g} \hat{\alpha}^{(0)}(k) / \tilde{\Omega}, \quad (30)$$

получим решения в виде

$$\hat{\alpha}(k, t) = \left(N \tilde{g}^2 / (\tilde{\Omega}^2 + N \tilde{g}^2) \right) \hat{\alpha}^{(0)}(k) e^{-ikv_g t}, \quad (31)$$

$$\hat{\sigma}_{2,1}(k, t) = \frac{N \tilde{g}^2}{\tilde{\Omega}^2 + N \tilde{g}^2} \hat{\sigma}_{2,1}^{(0)}(k) e^{-ikv_g t}. \quad (32)$$

Здесь $\hat{\sigma}_{2,1}^{(0)}(k)$ и $\hat{\alpha}^{(0)}(k)$ являются, соответственно, атомным оператором и оператором квантованного импульса в момент выключения контрольного поля.

Подставляя в первое уравнение (25) выражения для $\hat{\alpha}(k, t)$ и $\hat{\sigma}_{2,1}(k, t)$ из (31) и (32), получим следующее выражение для «темного» поляритона в случае неадиабатического взаимодействия полей:

$$\hat{\Psi}(k, t) = \frac{N\tilde{g}^2}{\tilde{\Omega}^2 + N\tilde{g}^2} \left[\hat{\alpha}^{(0)}(k) \cos \theta - \sqrt{N} \hat{\sigma}^{(0)}(k) \sin \theta \right] e^{-ikv_g t} \quad (33)$$

или

$$\hat{\Psi}(k, t) = -\frac{N\tilde{g}^2}{\tilde{\Omega}^2 + N\tilde{g}^2} \hat{\Psi}^{(0)} e^{-ikv_g t}. \quad (34)$$

Следует отметить, что члены, содержащие квантовые шумы, сокращаются для «темного» поляритона, но они могут входить в выражение для «светлого» поляритона, несмотря на то, что их вклад, как было отмечено выше, мал из-за большой величины $\beta(\omega)$ вблизи однофотонного резонанса. Исходя из выражения (33), для «темного» поляритона получим

$$\hat{\Psi}(k, t) = \frac{N\tilde{g}^2}{\tilde{\Omega}^2 + N\tilde{g}^2} \hat{\Psi}^{(0)}(z - v_g t), \quad (35)$$

т.е. «темный» поляритон в случае неадиабатического взаимодействия полей также сохраняет свою форму и квантовое состояние, но величина его меньше первоначального значения и распространяется с групповой скоростью

$$v_g = c\tilde{\Omega}^2 / (\tilde{\Omega}^2 + N\tilde{g}^2). \quad (36)$$

При выполнении условия $\tilde{\Omega}^2 \ll \tilde{g}^2 N$ «темный» поляритон сохраняет свою первоначальную величину:

$$\hat{\Psi}(z, t) = \hat{\Psi}^{(0)}(z - v_g t). \quad (37)$$

Выражение (37) справедливо при выполнении следующих условий:

$$-cT \leq z - v_g t < L - v_g t \leq cT, \quad (38)$$

где T – длительность импульса, а L – длина резонансной среды.

4. Заключение

Используя метод «темных» и «светлых» поляритонов, мы показали возможность хранения и восстановления квантовой информации в кристалле с примесными атомами \square -типа, когда верхнее состояние находится в экситонной зоне. Получены поляритонные состояния в случае наличия переходов через экситонный резонанс и исследованы их свойства. Из-за конфигурационного взаимодействия верхнего состояния с экситонной зоной образуется резонансное состояние типа Фано, подобное автоионизационному состоянию в атомах. Рассмотрены процессы в адиабатическом пределе включения полей, исследована возможность записи и

восстановления квантового импульса при мгновенном выключении и включении контрольного поля. Показано, что при распространении «темных» поляритонов их форма и квантовое состояние сохраняются.

В заключение выражаем благодарность Г.Г. Григорян за многочисленные обсуждения.

Работа выполнена в рамках Международного гранта Volkswagen Stiftung I/84 953 и международной ассоциированной лаборатории (CNRS-France & SCS-Armenia) IRMAS.

ЛИТЕРАТУРА

1. **K.J.Boller, A.Imamoğlu, S.E.Harris.** Phys. Rev. Lett., **66**, 2593 (1991).
2. **S.E.Harris.** Phys. Today, **50**, 36 (1997).
3. **M.Fleishchauer, M.D.Lukin.** Phys. Rev. Lett., **84**, 5094 (2000).
4. **M.D.Lukin, A.Imamoğlu.** Nature (London), **413**, 273 (2001).
5. **M.Fleishchauer, M.D.Lukin.** Phys. Rev. A, **65**, 022314 (2002).
6. **C.Mewes, M.Fleishchauer.** Phys. Rev. A, **66**, 033820 (2002).
7. **G.G.Grigoryan, V.O.Chaltykyan, G.V.Nikogosyan.** Phys. Rev. A, **68**, 013819 (2003).
8. **G.V.Nikogosyan, G.G.Grigoryan.** Phys. Rev. A, **72**, 043814 (2005).
9. **A.B.Matsko et al.** Phys. Rev. A, **64**, 043809 (2001).
10. **A.K.Patnaik, K.F.Le, K.Hakuta.** Phys. Rev. A, **69**, 035803 (2004).
11. **E.Kuznetsova, O.Kocharovskaya, et al.** Phys. Rev. A, **66**, 063802 (2002).
12. **M.Johnsson, K.Molmer.** Phys. Rev. A, **70**, 032320 (2004).
13. **U.Fano.** Phys. Rev., **124**, 1866 (1961).
14. **J.C.Phillips.** Phys. Rev. Lett., **12**, 447 (1964).
15. **K.P.Jain.** Phys. Rev., **139**, A544 (1965).
16. **A.Shibatani, Y.Toyozawa.** J. Phys. Soc. Japan, **25**, 335 (1968).
17. **В.М.Агранович, М.Д.Галанин.** Перенос энергии возбуждения в конденсированных средах. М., Наука, 1978.
18. **P.L.Knight, M.A.Lauder, B.J.Dalton.** Phys. Rep., **190**, 1 (1990).
19. **A.D.Gazayan, E.A.Gazazyan.** Laser Phys., **16**, 1696 (2006).
20. **A.D.Gazazyan, E.A.Gazazyan, A.G.Margaryan.** Eur. Phys. J. D, **53**, 243 (2009).

DARK AND BRIGHT POLARITONS IN SOLIDS IN THE PRESENCE OF EXCITONIC RESONANCES

E.A. GAZAZYAN, A.D. GAZAZYAN, V.O. CHALTYKYAN

We study the possibility to store and retrieve quantum information with use of “dark” and “bright” polaritons in solids with excitonic resonances. In a crystal with \square -type impurity atoms the upper level lying in the excitonic band of the crystal forms a Fano-type resonant state via configuration interaction with the continuum of crystal's excitonic band. Polariton states are introduced in case of transitions through excitonic resonance and the properties of these states are studied. We also investigate propagation of dark polariton and show that its shape and quantum state are preserved during propagation. Limiting cases of adiabatic and non-adiabatic turning-on the fields are analyzed in detail.

УДК 537.97

**ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 20 МэВ
В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОНОКРИСТАЛЛАХ
ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ**

А.Р. МКРТЧЯН^{1,2}, А.Г. МКРТЧЯН^{1*}, Л.Ш. ГРИГОРЯН¹, А.А. СААРЯН¹,
А.А. АСЛАНЯН¹, Э.М. АРУТЮНЯН¹, С.П. ТАРОЯН³, В.Ц. НИКОГОСЯН³, В.Р.
КОЧАРЯН¹, Г.А. АЙВАЗЯН¹, В.В. НАЛБАНДЯН¹, Т.Г. ДОВЛАТЯН¹, А.Е.
МОВСИСЯН¹, Э.А. МКРТЧЯН¹, О.Р. МУРАДЯН¹,
С.А. МИРАКЯН¹, А.А. АСЛАНЯН¹

¹Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия

³Национальная научная лаборатория им. А.И.Алиханяна, Ереван

*e-mail: amkrtchyan@sci.am

(Поступила в редакцию 13 марта 2013 г.)

Экспериментально исследованы излучение, возникающее при взаимодействии электронов с пьезоэлектрическими монокристаллами, и воздействие акустических полей на частотно-временные параметры характерных энергетических выходов. Эксперименты проводились на выведенном пучке электронов с энергией 20 МэВ линейного ускорителя ЛУЭ-50 Национальной научной лаборатории им. А.И.Алиханяна. Получены энергетические распределения характерных выходов излучения электронов в монокристалле кварца. Зарегистрированы увеличение интенсивности и сдвиг энергетических выходов под воздействием гиперзвуковых колебаний.

В настоящее время одной из актуальных научно-технических проблем является разработка и создание альтернативных монохроматичных источников излучения рентгеновского диапазона частот с управляемыми частотно-временными характеристиками. В начале 60-ых годов XX века было предсказано новое физическое явление – спонтанное электромагнитное излучение, возникающее в кристаллах при каналировании заряженных частиц [1]. Последующие теоретические работы [2-10] увеличили интерес к этому явлению, что, в свою очередь, привлекло внимание многих исследовательских групп ведущих мировых ядерных центров. Впервые группой армянских исследователей на внутреннем пучке Ереванского синхротрона АРУС [11,12] было экспериментально наблюденно излучение каналированных (ИК) электронов с энергией 4.7 ГэВ в монокристалле алмаза толщиной 100 мкм. В последующих работах [13-21] было зарегистрировано ИК электронов с энергиями 4.5 ГэВ, 855 МэВ и 180 МэВ в пьезоэлектрических монокристаллах и была обоснована возможность усиления

интенсивности и управления частотно-временными параметрами ИК с помощью внешних электромагнитных полей СВЧ диапазона.

Настоящая работа посвящена исследованию явления ИК электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле кварца при отсутствии и наличии внешних электромагнитных полей СВЧ диапазона. Она является продолжением цикла работ по выявлению и объяснению явления ИК в периодических структурах, а также увеличения интенсивности и управления пространственно-временными параметрами характерных энергетических выходов ИК.

Экспериментальные исследования проводились по классической схеме регистрации излучения электронов, возникающего при их взаимодействии с периодическими структурами и распространяющегося вперед по направлению движения заряженной частицы. Схематическая картина экспериментальной установки приведена на рис.1. Экспериментальные исследования проводились на линейном ускорителе ЛУЭ-50 Национальной научной лаборатории им. А.И. Алиханяна. На выводе ускорителя был сформирован пучок электронов с энергией электронов 20 МэВ \square 20 кэВ, вертикальным расхождением 5×10^{-4} рад, горизонтальным расхождением 1×10^{-3} рад и диаметром $0.2 \square 0.005$ см. С целью возбуждения электромагнитных полей СВЧ диапазона разной частоты были разработаны специальные резонаторы-держатели исследуемых образцов, универсальный дистанционно управляемый высокоэффективный широкополосный усилитель СВЧ частоты и гониометрическое устройство с пятью степенями свободы, обеспечивающее необходимую точность для проведения экспериментальных исследований.

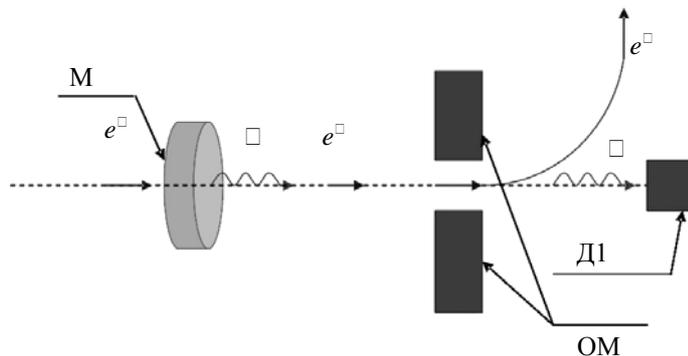


Рис.1. Схема экспериментальной установки. М – мишень-радиатор, ОМ – отклоняющий магнит, Д1 – пропорциональный счетчик.

Сформированный пучок электронов, пройдя сквозь выходное каптоновое вакуумное окно толщиной 60 мкм падал на мишень-радиатор, размещенный в резонаторе-держателе, расположенном на расстоянии 15 см от выходного окна. Провзаимодействовав с мишенью и пролетев расстояние 40 см в атмосфере воздуха, пучок электронов попадал в вакуумную среду, затем отклоняющим магнитом перенаправлялся на систему регистрации с целью определения выходных параметров электронного пучка. Возникающее в исследуемых образцах излучение рентгеновского

диапазона регистрировалось пропорциональным счетчиком РА-700 с газовым наполнением Kr-CO₂. Счетчик с входным бериллиевым окном и диаметром 2 см располагался в защитном свинцовом контейнере с коллиматором (диаметр 0.17 см и длина 20 см) на расстоянии 100 см от мишени и был откалиброван с помощью стандартных источников гамма квантов: ⁵⁷Fe, ⁶⁰Co, ¹³⁷Cs, ²⁴¹Am.

В экспериментах мишенями-радиаторами служили круглые пластины диаметром 2 см из пьезоэлектрического монокристалла кварца разной толщины и кристаллографических срезов, прошедшие специальную обработку и покрытые с двух сторон электрическими контактами из серебра толщиной 10⁻⁶ см. С целью проверки добротности кристаллов-радиаторов предварительно было проверено явление полной переборки рентгеновского излучения [22,23].

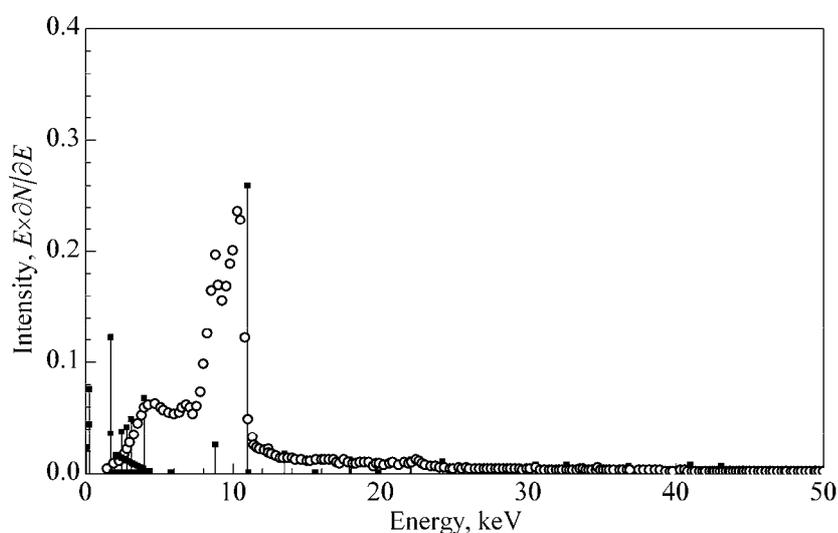


Рис.2. Энергетическое распределение излучения электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле кварца толщиной 1 мм при обеспечении условия каналирования вдоль плоскости (10 $\bar{1}1$). ■ – результаты численных расчетов, о – экспериментальные данные.

На всех образцах-радиаторах было наблюденно явление ИК при наличии и отсутствии внешних акустических полей. На рис.2 приведен энергетический спектр, зарегистрированный для образца кварца X-среза толщиной 1 мм при обеспечении условия каналирования электронов вдоль плоскости (10 $\bar{1}1$). На рисунке четко выделяются характерные энергетические выходы ИК при энергиях 4.5 кэВ, 8.9 кэВ и 10.2 кэВ, а также присутствует характерный максимум при энергиях 22.5 кэВ, который по предварительной оценке соответствует когерентному тормозному излучению. Местоположение характерных максимумов неплохо согласуется с результатами теоретических расчетов [21]. Аналогичные спектры с характерными пиками ИК были получены при каналирования электронов вдоль плоскостей (20 $\bar{2}3$), (10 $\bar{1}2$), (40 $\bar{4}1$).

С целью выявления возможности усиления интенсивности и управления частотно-временными параметрами характерных энергетических выходов ИК, были

зарегистрированы соответствующие спектры излучения при наличии внешнего электромагнитного поля разной мощности с частотой 1.024 ГГц. На рис.3 приведены характерные энергетические распределения плоскостного ИК для кристаллографической плоскости $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца X-среза толщиной 1 мм при наличии внешнего электромагнитного поля разной мощности – 0, 5 и 10 Вт. Аналогичные распределения были получены для всех исследованных образцов. Из приведенных экспериментальных данных видно, что (а) воздействие гиперзвуковых колебаний приводит к изменению интенсивности характерных энергетических выходов ИК излучения и (б) с увеличением мощности гиперзвуковых колебаний наблюдается сдвиг энергетических выходов.

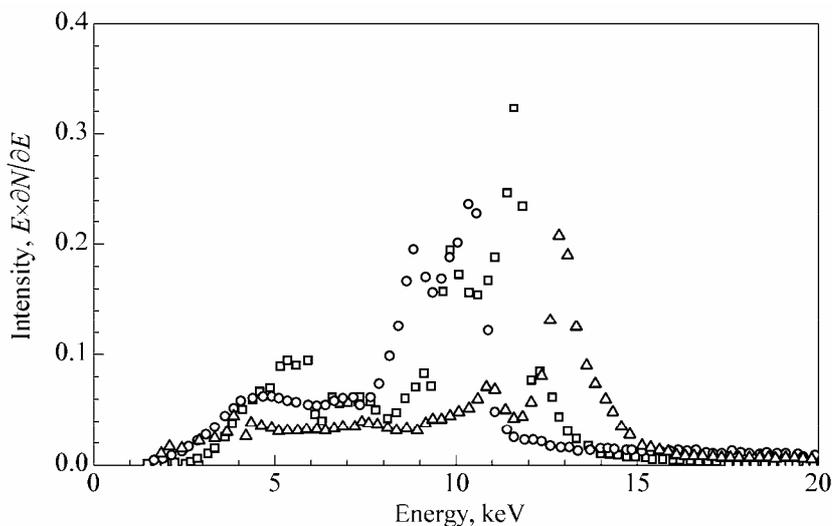


Рис.3. Энергетическое распределение плоскостного ИК электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле кварца при наличии и отсутствии гиперзвуковых колебаний: \circ – 0 Вт, \square – 5 Вт и \triangle – 10 Вт.

Как и в случае ИК, выявленные в зарегистрированных спектрах энергетические выходы, соответствующие когерентному тормозному излучению (КТИ), свидетельствуют о возможности контроля спектрально-угловыми характеристиками излучения путем подбора параметров гиперзвуковых колебаний. На рис.4 приведены спектральные распределения интенсивности КТИ при наличии и отсутствии гиперзвуковых возбуждений. Спектральное распределение некогерентного тормозного излучения определяется стандартной формулой Бете–Гайтлера и соответствующий вклад вычтен. Как видно из рис.4, при увеличении амплитуды гиперзвуковых колебаний высота пика в спектральном распределении сначала возрастает, а затем уменьшается. Теоретические исследования воздействия акустических волн на поперечное сечение КТИ в кристаллах были проведены в работах [24,25]. Эти исследования показывают, что в зависимости от параметров акустической волны и от угла падения пучка наличие гиперзвуковых волн может привести как к увеличению, так

и к уменьшению поперечного сечения тормозного излучения. Эти предсказания качественно подтверждаются результатами экспериментов.

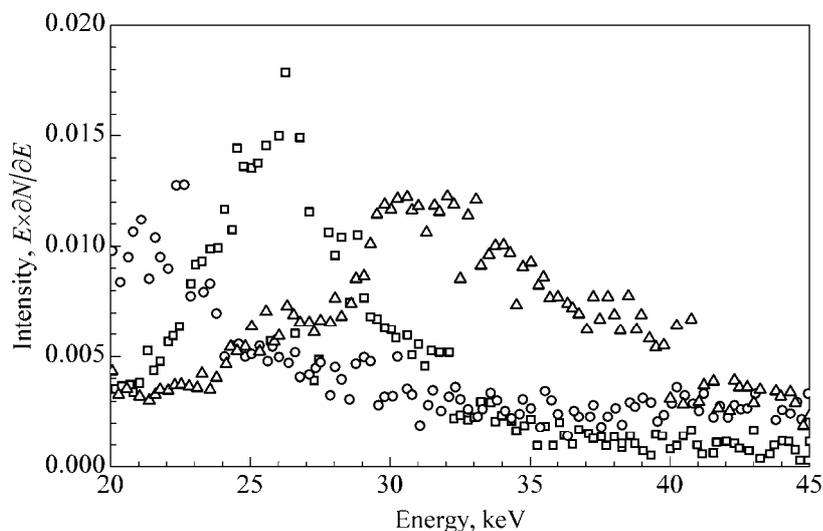


Рис.4. Энергетическое распределение КТИ электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле кварца при наличии и отсутствии гиперзвуковых колебаний: \circ – 0 Вт, \square – 5 Вт и \triangle – 10 Вт.

Таким образом, теоретические предсказания и результаты теоретических расчетов по выбору пьезоэлектрического монокристалла и рабочих кристаллографических семейств плоскостей и осей для регистрации максимального усиления интенсивности и изменения частотно-временных распределений характерных энергетических выходов ИК и КТИ подтверждаются полученными экспериментальными данными.

Работа выполнена в рамках намеченных научно-технических исследований международной российско-армянской лаборатории «Рентгеновская оптика» Института прикладных проблем физики НАН РА и Национального исследовательского Томского политехнического университета РФ при финансовой поддержке ГКН МОН РА и ФЦП РФ проекта №11.519.11.2030.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Lindhard et al. Mat.-Fys., **34**, N14, 45 (1965).
2. В.В.Белошицкий, М.А.Кумахов. ДАН СССР, **212**, 846 (1973).
3. B.S.Gammall. Rev. Mod. Phys., **45**, N1, 129 (1974).
4. M.Kitagawa, Y.H.Ohtsuki. Phys. Rev., **88**, 3117 (1973).
5. F.F.Kamarov, M.A.Kumakhov. Radiat. Eff. Defect Sol., **22**, 1 (1974).
6. M.A.Kumakhov, L.R.Wedell. Phys. Stat. Sol., **6**, 119 (1976).
7. A.Carnera, G.Bella Mea, et al. Phys. Rev. B, **16**, 995 (1978).
8. М.А.Кумахов, Г.Ширмер. Атомные столкновения в кристаллах. М., Атомиздат, 1980.
9. A.Carnera, A.V.Brigo, P.Mazzoldi. Radiat. Eff. Defect Sol., **49**, 29 (1980).

10. **М.А.Кумахов.** Излучение каналированных частиц в кристаллах. М., Энергоатомиздат, 1986.
11. **А.О.Аганянц, И.А.Варганов, Г.А.Вартапетян и др.** Письма в ЖЭТФ, **29**, 1340 (1979).
12. **Р.О.Авакян, А.О.Аганьянц, Н.Э.Акопов и др.** Ядерная физика, **35**, 387 (1982).
13. **А.Р.Мкртчян и др.** Письма в ЖЭТФ, **48**, 577 (1988).
14. **Р.О.Avakian et al.** Nucl. Instrum. Methods B, **48**, 266 (1990).
15. **А.Р.Мкртчян и др.** Письма в ЖТФ, **16**, 4 (1990).
16. **А.Р.Мкртчян, А.Г.Мкртчян, А.А.Асланян, В.К.Мирзоян, В.У.Тоноян, М.М. Мирзоян, Г.Бакэ, В.Лаут, Г.Кубе, В.Вагнер.** Информационные технологии и управление, **1**, 36 (2006).
17. **L.Sh.Grigoryan, A.R.Mkrtchyan, A.H.Mkrtchyan, H.F.Khachatryan, W.Wagner, M.A.Piestrup.** Radiat. Eff. Defect Sol., **153**, 289 (2001).
18. **L.Sh.Grigoryan, A.R. Mkrtchyan, A.H.Mkrtchyan, H.F. Khachatryan, W.Wagner, M.A.Piestrup.** Radiat. Eff. Defect Sol., **153**, 307 (2001).
19. **L.Sh.Grigoryan, A.H.Mkrtchyan, H.F.Khachatryan, W.Wagner, A.A.Saharian, K.S.Baghdasaryan.** NIM B, **212**, 51 (2003).
20. **L.Sh.Grigoryan, A.H.Mkrtchyan, H.F.Khachatryan, V.U.Tonoyan, W.Wagner.** NIM B, **201**, 25 (2003).
21. **W.Wagner, B.Azadegan, H.Buetting, L.Sh.Grigoryan, A.R.Mkrtchyan, J.Pawelke.** Nuovo Cimento, **34**, 133 (2011).
22. **А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян.** Письма в ЖТФ, **8**, 677 (1982).
23. **А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян и др.** Письма в ЖТФ, **9**, 1181 (1983).
24. **А.А.Saharian, A.R.Mkrtchyan, V.V.Parazian, L.Sh.Grigoryan.** Mod. Phys. Lett. A, **19**, 99 (2004).
25. **A.R.Mkrtchyan, A.A.Saharian, V.V.Parazian.** Mod. Phys. Lett. B, **23**, 2573 (2009).

RADIATION FROM 20 MeV ELECTRONS IN PIEZOELECTRIC
SINGLE CRYSTALS IN THE PRESENCE OF EXTERNAL ACOUSTIC FIELDS

A.R. MKRTCHYAN, A.H. MKRTCHYAN, L.Sh. GRIGORYAN, A.A. SAHARIAN,
H.A. ASLANYAN, E.M. HARUTUNYAN, S.P. TAROYAN, V.C. NIKOGOSYAN,
V.R. KOCHARYAN, G.A. AIVAZYAN, V.V. NALBANDYAN, T.G. DOVLATYAN,
A.E. MOVSISYAN, E.A. MKRTCHYAN, H.R. MURADYAN,
S.A. MIRAKYAN, A.H. ASLANYAN

The radiation from electrons interacting with piezoelectric crystals and the influence of acoustic fields on the frequency-temporal parameters of characteristic energy yields has been investigated. The experiments were carried out on 20 MeV electron beam of the linear accelerator LEA-50 of the National Scientific Laboratory after A.I. Alikhanian. The energy distributions of specific yields of the electron radiation in quartz single crystal were obtained. The amplification of intensity and the shift of energy yields under the influence of hypersonic vibrations were observed.

УДК 537.97

ВОЗДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

А.Р. МКРТЧЯН^{1,2*}, Э.А. МКРТЧЯН¹

¹Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия

*e-mail: malpic@sci.am

(Поступила в редакцию 13 марта 2013 г.)

Приведены результаты экспериментов по исследованию воздействия акустических колебаний на когерентное тормозное излучение электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле кварца. Измерения были проведены на выведенном пучке линейного ускорителя ЛЭУ-50 ЕрФИ.

Упорядоченное расположение атомов в кристаллах может привести к существенной модификации сечений различных электромагнитных процессов. При высоких энергиях зона формирования процессов превышает межатомное расстояние, и становятся важным когерентные эффекты (см., например, [1,2]). В частности, большое число работ посвящено исследованию вклада когерентных эффектов в процесс рождения электронно-позитронных пар фотонами высоких энергий и в тормозное излучение электронов. Когерентное тормозное излучение (КТИ) является одним из эффективных методов генерации квазимонохроматического гамма-излучения и подробно исследовано как теоретически, так и экспериментально. Возбужденные в кристалле акустические колебания являются дополнительным механизмом контроля параметрами процессов излучения в среде. КТИ электронов в кристаллах при наличии акустических колебаний рассматривалось в работах [3,4]. В данной работе изложены результаты экспериментального исследования тормозного излучения электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле SiO₂.

Схема экспериментов по изучению явления когерентного и некогерентного тормозного излучения, проведенных на выведенном пучке электронов с энергией 20 МэВ на линейном ускорителе ЛЭУ-50 ЕрФИ, приведена на рис.1. Показана общая схема электронных трактов, схемы возбуждения акустических колебаний в исследованных образцах.

Для возбуждения в образце акустических колебаний и обеспечения при этом условия стоячей волны был разработан генератор электромагнитных колебаний гигагерцовой частоты. При работе с разными радиаторами-кристаллами и при разных толщинах обеспечивалась возможность

варьирования рабочей частоты для создания условия стоячей волны. Под влиянием электромагнитного поля, в пьезоэлектрических кристаллах возбуждалось продольное акустическое поле. Одновременно электронная схема позволяла синхронизировать возбуждение электромагнитного поля с электронным пучком синхротрона, чтобы уменьшить нагрев образца под влиянием гиперзвуковых колебаний. Пластины радиаторов-монокристаллов помещались в резонаторе. Для укрепления радиаторов-монокристаллов на гониометрическом устройстве были сконструированы и созданы универсальные держатели-резонаторы.

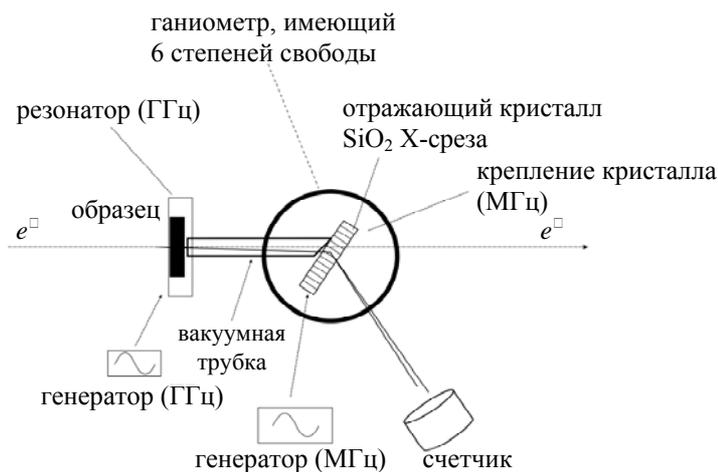


Рис.1. Схема эксперимента.

Гониометрическое устройство было расположено так, чтобы пучок электронов проходил по центру исследуемого образца, укрепленного на гониометрической установке с пятью степенями свободы. Программа для управления движениями гониометра по степеням свободы обеспечивает как одновременное, так и раздельное движение по степеням свободы.

В экспериментах для спектрального анализа когерентного тормозного излучения использовались отражающие атомные плоскости (10 $\bar{1}1$) кристалла-анализатора кварца X-среза в режиме полной переборки. Подготовка образцов пьезоэлектрического монокристалла SiO₂ происходила по следующим этапам. С помощью рентгенографического анализа определялись их кристаллографические оси; далее образцы были разрезаны на диски различной толщины с диаметром 20 мм, причем плоско-параллельность их поверхностей обеспечивалась с точностью до нескольких угловых секунд по отношению к выбранным срезам. Поверхности образцов были отполированы по оптическому классу от X до XV. На следующем этапе образцы прошли химическую и ионную обработку. Затем, для обеспечения необходимой адгезии, на поверхность образцов путем вакуумного напыления был нанесен слой хрома толщиной 0.01 мкм. В последующем на поверхности всех образцов путем

катодного напыления были нанесены слои серебра или индия толщиной порядка 1 мкм, обеспечивающие электроконтакт на поверхностях образцов. Для исследования был подготовлен образец SiO_2 X-среза толщиной 1.0 ± 0.01 мм.

На рис.2 представлено характерное спектральное распределение интенсивности КТИ электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле пластины кварца X-среза при отсутствии акустических возбуждений. Угол направления движения электронов с кристаллографической плоскостью равен $\approx 2^\circ$. На рис.3 приведено спектральное распределение КТИ при мощностях возбуждения в образце акустических колебаний 10 Вт и 15 Вт. В этих спектрах вклад некогерентного тормозного излучения вычтен с помощью формулы Бете–Гайтлера [1,2].

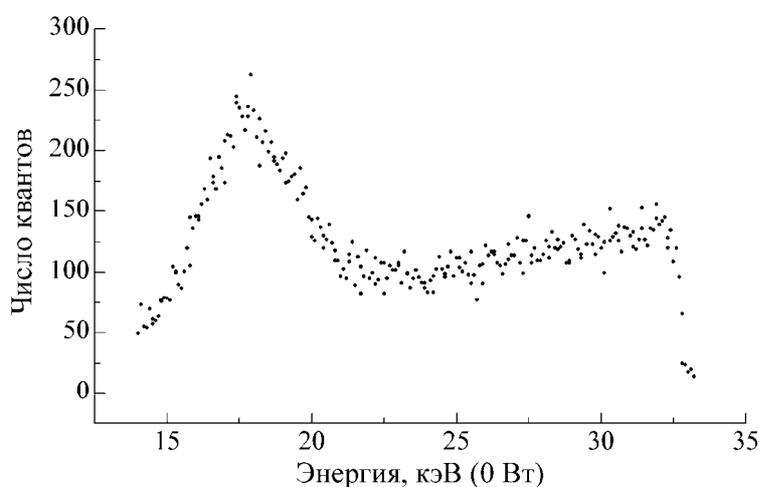


Рис.2. Спектральное распределение интенсивности КТИ электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле кварца X-среза при отсутствии акустических возбуждений.

Как видно из рис.3 в спектральном распределении интенсивности КТИ появляется пик в области энергии излучения ≈ 30 кэВ. Поведение КТИ при увеличении амплитуды акустических колебаний немонотонно: первоначально имеет место увеличение интенсивности излучения, а дальнейшее увеличение амплитуды акустических колебаний (см. рис.3b) приводит к обратному эффекту, т.е. к уменьшению интенсивности.

Как уже отмечалось выше, воздействие акустических колебаний на процесс тормозного излучения в кристаллах теоретически исследовалось в [3,4]. В работе [3] рассматривался случай простого кристалла с одним атомом в элементарной ячейке и акустические колебания синусоидального профиля. Соответствующие результаты для кристалла со сложной ячейкой и для колебаний произвольного профиля рассмотрены в [4]. В этих работах показано,

что воздействие акустических колебаний на эффективное сечение когерентного тормозного излучения может быть заметным при выполнении условия

$$u_0/\lambda_s t (a/4\pi\lambda_e)(m_e c^2/E)(h\nu/E),$$

где u_0 и λ_s – соответственно, амплитуда и длина акустических волн, a – величина порядка постоянной решетки, $\lambda_e = \hbar/m_e c$ – комптоновская длина волны электрона, E – энергия электрона до излучения, ν – частота излученного фотона. Для параметров эксперимента и для энергии фотона 20 кэВ получаем относительно слабое условие $u_0/\lambda_s t \approx 4 \times 10^{-4}$. Как отмечалось выше, интенсивность излучения сначала растет с увеличением амплитуды акустических колебаний до максимального значения. При дальнейшем увеличении амплитуды интенсивность излучения падает. Эта закономерность наблюдалась также в теоретических исследованиях. Более подробное сравнение экспериментальных результатов с теорией будет приведено в следующей нашей работе.

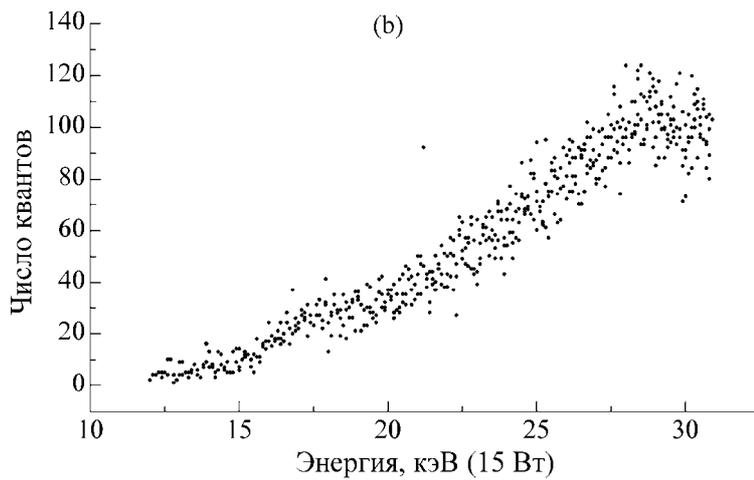
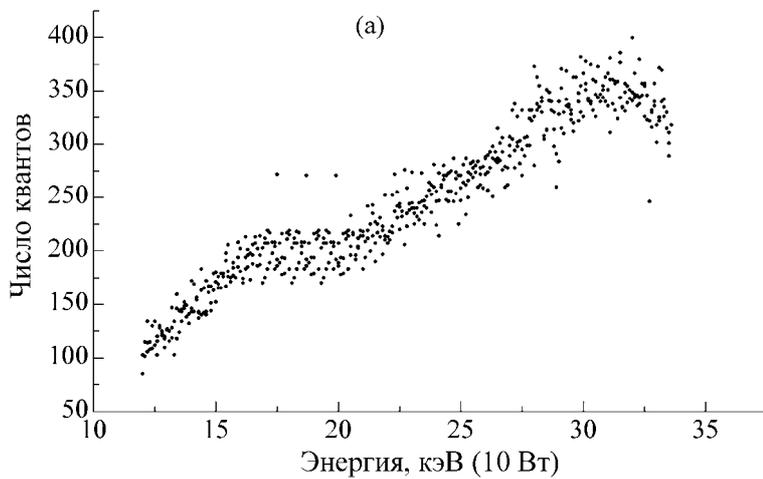


Рис.3. Спектры КТИ электронов при наличии акустических колебаний для мощности возбуждения 10 Вт (а) и 15 Вт (б).

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП РФ проекта №11.519.11.2030 в российско-армянской лаборатории «Рентгеновская оптика».

ЛИТЕРАТУРА

1. **М.Л.Тер-Микаелян.** Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1969.
2. **А.И.Ахиезер, Н.Ф.Шульга.** Электродинамика высоких энергий в веществе. М., Наука, 1993.
3. **A.A.Saharian, A.R.Mkrtchyan, V.V.Parazian, L.Sh.Grigoryan.** Mod. Phys. Lett. A, **19**, 99 (2004).
4. **A.R.Mkrtchyan, A.A.Saharian, V.V.Parazian.** Mod. Phys. Lett. B, **23**, 2573 (2009).

ԱՎՈՒՍՏԻՎ ՏՍՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԱԶԴԵՅՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԿՈՀԵՐԵՆՏ ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՎՐԱ

Ա.Ր. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Է.Ա. ՄԿՐՏՉՅԱՆ

Բերված են կվարցի միաբյուրեղում 20 ՄԷՎ էներգիայով էլեկտրոնների կոհերենտ արգելակային ճառագայթման վրա ակուստիկ տատանումների ազդեցության հետազոտմանը: Փորձերը կատարված են ԵրՖԻ ԼՅՄ-50 գծային արագացուցիչից հանված փնջի վրա:

INFLUENCE OF ACOUSTIC OSCILLATIONS ON COHERENT BREMSSTRAHLUNG OF ELECTRONS

A.R. MKRTCHYAN, E.A. MKRTCHYAN

The results of experiments on investigation of the influence of acoustic oscillations on the coherent bremsstrahlung of electrons with the energy 20 MeV are presented. The experiments were carried out on the extracted beam of the YerPhi linear accelerator LEU-50.

УДК 537.97

**ВОЗДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН
НА КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 20 МэВ**

Э.А. МКРТЧЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван
e-mail: edgar198706@mail.ru

(Поступила в редакцию 13 марта 2013 г.)

Исследовано когерентное тормозное излучение электронов с энергией 20 МэВ, движущихся под малыми углами относительно кристаллографических плоскостей монокристалла кварца при наличии акустических волн. В зависимости от параметров акустической волны и от угла падения, наличие деформации может привести как к увеличению, так и к уменьшению поперечного сечения тормозного излучения.

Когерентное тормозное излучение электронов высоких энергий в кристаллах является одним из наиболее эффективных методов генерации интенсивных пучков поляризованных монохроматических фотонов (см., например, [1-3] и приведенные там ссылки). Этим обусловлена важность исследований различных механизмов контроля параметров излучения. В качестве такого механизма в работе [4] рассмотрено воздействие гиперзвуковых волн на тормозное излучение для случая простого кристалла с одним атомом в элементарной ячейке и для синусоидального поля деформации. Для заметного воздействия акустической волны требуется генерация гиперзвука высокой частоты. Такие волны обычно возбуждаются высокочастотными электромагнитными полями с помощью пьезоэлектрического эффекта в кристаллах со сложной элементарной ячейкой. В работе [5] обобщены результаты [4] для кристаллов со сложной ячейкой и для акустических волн произвольного профиля. В настоящей работе используются результаты [5] для исследования когерентного тормозного излучения электронов с энергией 20 МэВ в пьезокристалле кварца.

При наличии внешних воздействий (например, в виде акустических волн) радиус-вектор атома в кристалле можно представить в виде $\mathbf{r}_{n0}^{(j)} = \mathbf{r}_{ne}^{(j)} + \mathbf{u}_n^{(j)}$, где $\mathbf{r}_{ne}^{(j)}$ соответствует равновесному положению атома при отсутствии деформации, а $\mathbf{u}_n^{(j)}$ обусловлен смещением атома из-за внешнего воздействия. Для решетки со сложной ячейкой координаты атома представляются в виде $\mathbf{r}_{ne}^{(j)} = \mathbf{R}_n + \boldsymbol{\rho}^{(j)}$, где \mathbf{R}_n определяет положения атомов в одной из примитивных ячеек, а $\boldsymbol{\rho}^{(j)}$ соответствуют равновесному положению других атомов внутри n -ой элементарной ячейки по отношению к \mathbf{R}_n .

Предположим, что деформация является периодической: $\mathbf{u}_n^{(j)} = \mathbf{u}_0 f(\mathbf{k}_s \mathbf{r}_{ne}^{(j)})$, где \mathbf{u}_0 и \mathbf{k}_s – соответственно, амплитуда и волновое число поля деформации, $f(x)$ – произвольная функция с периодом 2π , $\max f(x) = 1$. В случае акустических волн зависимостью $\mathbf{u}_n^{(j)}$ от времени можно пренебречь, поскольку для рассматриваемых значений

энергии характерное время изменения поля деформации намного больше времени прохождения частиц через кристалл. В дальнейшем нам понадобится Фурье-образ функции $e^{ixf(t)}$:

$$F_m(x) = \frac{1}{2} \int_{-\pi}^{+\pi} e^{ixf(t) - imt} dt, \quad (1)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Для синусоидального поля деформации, $f(z) = \sin(z + \phi_0)$, имеем $F_m(z) = e^{im\phi_0} J_m(z)$, где $J_m(z)$ – функция Бесселя.

Обозначим через E_1 и E_2 энергии электрона в начальном и конечном состояниях, соответственно, а через ω – частоту излученного фотона. Минимальный переданный импульс определяется выражением $\delta = 1/l_c$, где $l_c = 2E_1E_2/\omega m_e^2$ – зона формирования тормозного излучения (используется система единиц $\hbar = c = 1$).

Поперечное сечение тормозного излучения представляется в виде $d\sigma = N_0(d\sigma_n + d\sigma_c)$, где $d\sigma_n$ и $d\sigma_c$ – соответственно, некогерентная и когерентная части сечения, отнесенные к одному атому, N_0 – число атомов в кристалле. Когерентная часть поперечного сечения определяется выражением [5]

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} = \frac{e^2 N}{N_0 E_1^2 \Delta} \sum_{m, \mathbf{g}} G_m(\mathbf{g}, \omega, E_1), \quad (2)$$

где Δ и \mathbf{g} – объем элементарной ячейки и вектор обратной решетки,

$$G_m(\mathbf{g}, \omega, E_1) = \frac{g_{m\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[1 + \frac{\omega^2}{2E_1E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left(1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |F_m(\mathbf{g}_m, \mathbf{u}_0)|^2 |S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})|^2, \quad (3)$$

и суммирование производится при условии $g_{m\parallel} \geq \delta$. В формуле (2) e – заряд электрона, N – число ячеек в кристалле, $g_{m\parallel}$ и $g_{m\perp}$ – соответственно, параллельное и перпендикулярное составляющие вектора $\mathbf{g}_m = \mathbf{g} - m\mathbf{k}_s$ по отношению к направлению движения первичного электрона и

$$S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g}) = \sum_j u_{\mathbf{g}_m}^{(j)} e^{-g_m^2 \bar{u}_i^{(j)2}/2} e^{i\mathbf{g}\mathbf{p}^{(j)}}. \quad (4)$$

В выражении (4), $u_{\mathbf{g}}^{(j)}$ – Фурье-образ потенциала j -го атома, $\bar{u}_i^{(j)2}$ – среднеквадратичное смещение j -го атома, обусловленное тепловыми колебаниями.

Роль когерентных эффектов в тормозном излучении существенна, когда электрон входит в кристалл под малыми углами по отношению к кристаллографическим осям. Полагая, что решетка кристалла является ортогональной, компоненты вектора обратной решетки задаются выражениями $g_i = 2\pi n_i/a_i$, $n_i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, где a_i ($i = 1, 2, 3$) – постоянные решетки. Обозначим через θ угол между импульсом начального электрона и кристаллографической осью z . Для параллельной составляющей вектора \mathbf{g}_m имеем выражение

$$g_{m\parallel} = g_{mz} \cos \theta + (g_{my} \cos \alpha + g_{mx} \sin \alpha) \sin \theta, \quad (5)$$

где α – угол между проекцией импульса начального электрона на плоскость (x, y) и осью y . Пусть электрон входит в кристалл под малыми углами θ и вблизи кристаллографической плоскости (x, y) (угол α мал). В зависимости от значения энергии электрона следует отдельно

рассмотреть два случая. При условии $\delta \sim 2\pi\theta/a_2$ имеем $g_{m\parallel} \approx -mk_{s\parallel} + g_y\theta \geq \delta$, и выражение для сечения примет вид

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{2\pi N_0 E_1^2 a_2 a_3} \sum_{m, g_y} \int dg_x G_m(\mathbf{g}, \omega, E_1). \quad (6)$$

Второй случай соответствует значениям энергии электрона, для которых $\delta \sim 2\pi\theta\alpha/a_1$. Теперь основной вклад в сумму дают слагаемые с $g_y = 0$ и

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{N_0 E_1^2 \Delta} \sum_{m, g_x} G_m(\mathbf{g}, \omega, E_1), \quad (7)$$

где $g_{m\parallel} \approx -mk_{s\parallel} + g_x\psi$, $\psi = \alpha\theta$ и $g_{m\parallel} \geq \delta$.

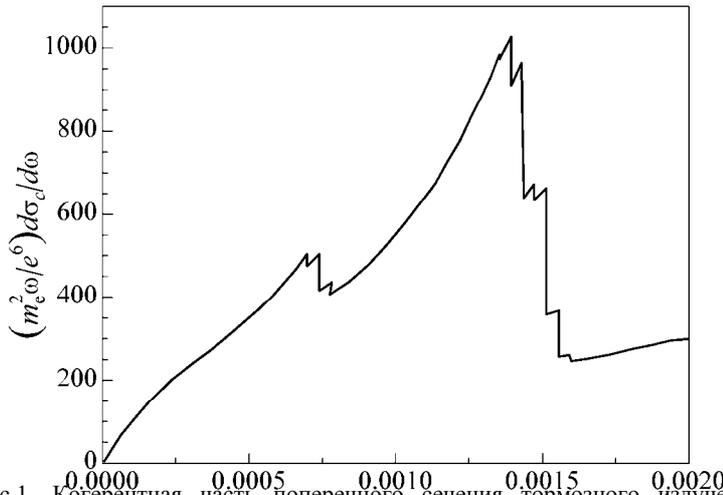


Рис.1. Когерентная часть поперечного сечения тормозного излучения электронов с энергией 20 МэВ в зависимости от $\hbar\omega/E_1$ для значений параметров $\psi = 0.0021$ и $2\pi u_0/a_1 = 1$. Поле деформации генерировано акустической волной S-типа с частотой $\nu_s = 1.024$ ГГц.

Нами проведены численные расчеты поперечного сечения тормозного излучения электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле SiO_2 . Расчеты проведены для синусоидальной поперечной акустической волны S-типа. Численные расчеты показывают, что в зависимости от значений параметров θ , α , u_0 , k_s , внешнее возбуждение приводит как к увеличению, так и к уменьшению поперечного сечения тормозного излучения.

На рис.1 приведена зависимость величины $(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / d\omega$, вычисленной по формуле (7), от отношения ω/E_1 при $E_1 = 20$ МэВ, $2\pi u_0/a_1 = 1$ и $\psi = 0.0021$. Предполагается, что поле деформации генерировано поперечной акустической волной S-типа с частотой $\nu_s = 1.024$ ГГц.

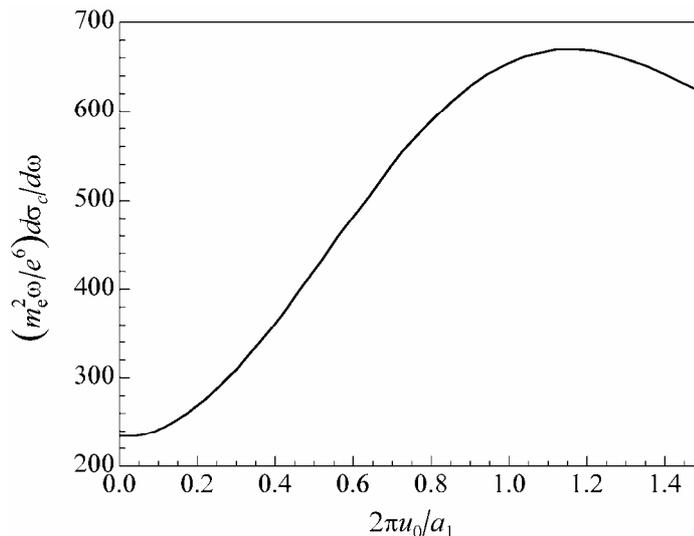


Рис.2. Когерентная часть поперечного сечения тормозного излучения электронов с энергией 20 МэВ в зависимости от $2\pi u_0/a_1 = 1$ для $\hbar\omega/E_1 = 0.0015$. Значения остальных параметров те же, что и для рис.1.

На рис.2 представлена зависимость величины $(m_e^2\omega/e^6)d\sigma_c/d\omega$ от амплитуды поля деформации, $2\pi u_0/a_1$, для энергии тормозного фотона, соответствующей $\omega/E_1 = 0.0015$ ($\omega = 30$ кэВ).

Автор выражает благодарность А.Р. Мкртчяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **М.Л.Тер-Микаелян.** Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1969.
2. **А.И.Ахиезер, Н.Ф.Шульга.** Электродинамика высоких энергий в веществе. М., Наука, 1993.
3. **P.Rullhusen, X.Artru, P.Dhez.** Novel Radiation Sources Using Relativistic Electrons. World Scientific, 1998.
4. **A.A.Saharian, A.R.Mkrтчyan, V.V.Parazian, L.Sh.Grigoryan.** Mod. Phys. Lett. A, **19**, 99 (2004).
5. **A.R.Mkrтчyan, A.A.Saharian, V.V.Parazian.** Mod. Phys. Lett. B, **23**, 2573 (2009).

УДК 621.315

**ЭЛЕКТРОННЫЕ И ДЫРОЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ
В УЗКОЗОННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ InSb
В ПРИСУТСТВИИ ОДНОРОДНОГО
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ**

В.А. АРУТЮНЯН¹, В.А. ГАСПАРЯН¹, Э.М. КАЗАРЯН¹, А.А. САРКИСЯН^{1,2*}

¹Российско-армянский (Славянский) университет, Ереван

²Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: shayk@ysu.am

(Поступила в редакцию 15 октября 2012 г.)

Теоретически рассмотрены состояния носителей заряда в узкозонной полупроводниковой пленке InSb, помещенной в однородное электростатическое поле. Обсуждается случай, когда зона тяжелых дырок описывается стандартной дисперсией, а для легких дырок и электронов имеет место дисперсия Кейна в рамках двухзонной зеркальной модели. Определен интервал значений внешнего поля, для которого возможно получить аналитические выражения для энергетического спектра и огибающих волновых функций носителей заряда.

1. Введение

Изучение полупроводниковых структур пониженной размерности имеет как чисто научное, так и прикладное значение и диктуется потребностями быстро прогрессирующих современных нанотехнологий [1-3]. В частности, в квантовых ямах, благодаря размерному квантованию носителей заряда в одном направлении, проявляются коренным образом отличающиеся от случая массивного образца, совершенно новые свойства двумерной электронной подсистемы, чем обусловлено широкое применение этих структур в качестве активного элемента в различных устройствах квантовой электроники [3-7]. Одним из удобных механизмов управления энергетическим спектром носителей заряда в изучаемых образцах является наложение на систему внешнего электрического поля [8-11]. Именно модуляция оптического поглощения в квантовых ямах внешним электростатическим полем лежит в основе действия квантовых электрооптических модуляторов и фотодетекторов [12-16].

Следует отметить, что в последние годы особо актуальной становится проблема создания гетероструктурных лазеров, сенсоров, различных датчиков и т.п., работающих в инфракрасном частотном диапазоне [17]. В частности, создание и широкое внедрение гетероструктурных лазеров ближнего инфракрасного диапазона инициирует целый класс оптико-физических задач, в

которых центральную роль будут играть квантовые переходы между близко расположенными уровнями [18]. Одним из наиболее перспективных кандидатов в качестве элементной базы для приборов инфракрасного диапазона является соединение InSb. Наряду с узкой запрещенной зоной ($E_g = 0.13$ эВ), особенностью этого соединения является сложная структура валентной зоны, состоящей из зон легких и тяжелых дырок, а также зоны спин-орбитального взаимодействия [19]. При этом, если зона тяжелых дырок описывается квадратичной зависимостью энергии от импульса, то в случае легких дырок и электронов закон дисперсии по форме совпадает с релятивистским, где роль скорости света играет параметр межзонного взаимодействия $s \sim 10^8$ см/Пс. Ясно, что поведение электронов и легких дырок в InSb нужно рассматривать в рамках уравнения Клейна–Гордона [20,21]. Это приводит к существенно новым результатам и эффектам [22]. В силу сказанного ясно, что представляет интерес теоретическое исследование поведения носителей заряда в узкозонных квантованных пленках при наличии внешнего электрического поля, с целью нахождения нужных решений задачи именно в аналитическом виде.

В настоящей работе для определенного интервала значений внешнего поля рассмотрен энергетический спектр носителей заряда в узкозонной пленке и получены выражения для спектра и волновых функций электрона, а также тяжелой и легкой дырок в аналитическом виде.

2. Одночастичные состояния в пленке InSb в присутствии внешнего поля

Валентная зона InSb распадается на подзоны тяжелых ($\mu_{hh} = 0.5m_0$, m_0 – масса свободного электрона) и легких ($\mu_{lh} \equiv \mu_c = 0.018m_0$) дырок. В пренебрежении зоной спин-орбитального взаимодействия для тяжелых дырок (hh) закон дисперсии является квадратичным:

$$E_{hh}(\mathbf{p}) = \mathbf{p}^2 / 2\mu_{hh}, \quad (1)$$

а для легких дырок (lh) и электронов зоны проводимости (c) закон дисперсии задается следующим выражением [19]:

$$E_c(\mathbf{p}, s) = E_{lh}(\mathbf{p}, s) = \sqrt{\mathbf{p}^2 s^2 + \mu_c^2 s^4}; \quad (\mathbf{p} = \mathbf{p}(p_x, p_y, p_z)). \quad (2)$$

При аппроксимации пленки в направлении квантования (z) бесконечно глубокой потенциальной ямой [22], для полной энергии и огибающих волновых функций носителей заряда получаем, соответственно [21]:

а) тяжелые дырки:

$$E_n^{hh}(\mathbf{p}) = \varepsilon_{v1} n^2 + \frac{p^2}{2\mu_{hh}}; \quad \left(\varepsilon_{v1} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu_{hh} L^2} \right); \quad (3)$$

$$\psi_{hh}^{(0)}(z) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{\pi n z}{L} e^{\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{p})}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

б) легкие дырки:

$$E_n^{lh}(\mathbf{p}) = E_n^c(\mathbf{p}) = \left(\mu_c^2 s^4 + 2\mu_c s^2 \varepsilon_{cl} m^2 + \mathbf{p}^2 s^2 \right)^{1/2}; \quad \left(\varepsilon_{cl} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu_c L^2} \right); \quad (4)$$

$$\Psi_{lh}^{(0)}(z) = \Psi_c^{(0)}(z) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{\pi m z}{L} \frac{e^{(i/\hbar)(\mathbf{p}\cdot\mathbf{p})}}{\sqrt{XY}}; \quad (m = 1, 2, 3, \dots).$$

Здесь $\mathbf{p} = \mathbf{p}(x, y, 0)$ и $\mathbf{p} = \mathbf{p}(p_x, p_y, 0)$ – соответственно, двумерные радиус-вектор и квазиимпульс частицы в плоскости пленки, XY – нормировочная площадь образца. Ясно, что вследствие большого различия между массами носителей заряда, существенно будет отличаться друг от друга также и степень воздействия внешнего поля на состояния различных носителей.

Для сравнения отметим, что в случае тяжелых дырок при толщине слоя $L = 10$ нм $E_1^{hh}(p=0) = 8.972$ мэВ, $E_2^{hh}(p=0) = 35.888$ мэВ, а для легких дырок и электронов при том же значении L $E_1^{lh}(p=0) = 226$ мэВ, $E_1^{lh}(p=0) = 424$ мэВ.

Перейдем теперь к рассмотрению состояний носителей заряда в пленке в присутствии внешнего однородного электростатического поля. Направляя поле \mathbf{F} вдоль оси квантования пленки $(0, z)$, $\mathbf{F} = \mathbf{F}(0, 0, F)$, для потенциальной энергии частицы $U(z)$ получим

$$U(z, F) = \begin{cases} \infty; & z \leq 0, z \geq L, \\ eFz; & 0 \leq z \leq L, \end{cases} \quad (5)$$

где eF – сила, действующая со стороны поля на частицу с зарядом e . Толщину пленки L предполагаем много меньшей боровского радиуса объемного экситона $a_B = 53$ нм в InSb: $L \ll a_B$. Таким образом, кулоновским взаимодействием между электроном и дыркой в данном случае можно пренебречь. Рассмотрим, во-первых, действие поля на состояния тяжелых дырок.

2.1. Состояния тяжелых дырок во внешнем электрическом поле

Уравнение Шредингера для движения тяжелой дырки в электрическом поле в случае закона дисперсии (1) запишется в следующем виде:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu_{hh}} \frac{d^2}{dz^2} \Psi_{hh}(z) - |e|Fz \Psi_{hh}(z) = E^{hh} \Psi_{hh}(z); \quad (6)$$

$$\Psi_{hh}(z=0) = \Psi_{hh}(z=L) = 0,$$

где E^{hh} – энергия частицы вдоль оси квантования. Обратим здесь внимание на следующее обстоятельство: когда на прямоугольную потенциальную яму налагается внешнее однородное поле $U(z, F)$, то при сравнительно слабых полях все уровни E_1, E_2, E_3, \dots будут лежать выше максимального значения потенциальной энергии $U_{\max}(z, F)$. Однако с увеличением напряженности поля

энергия частицы, возрастая, достигает максимального значения потенциальной энергии, а при дальнейшем увеличении поля один, два, три и т.д. уровней оказываются уже ниже значения $U_{\max}(z, F)$, т.е. в треугольной части ямы (см. рис. 1а-с). Рассмотрим подробнее каждый из указанных случаев.

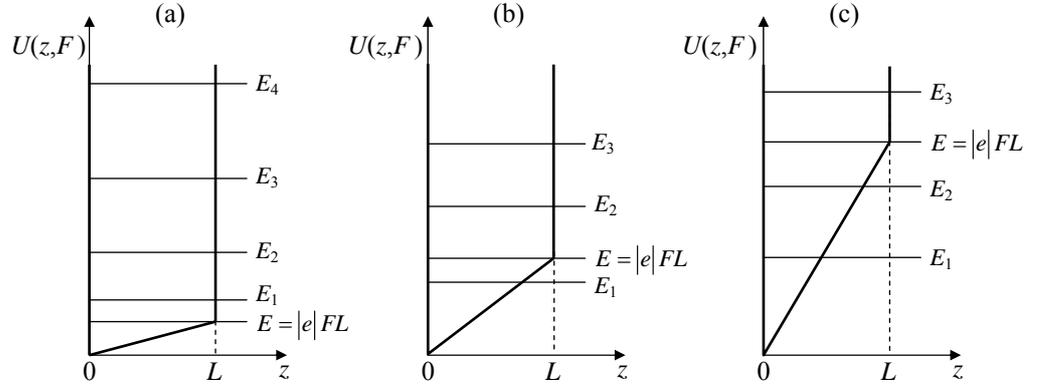


Рис. 1. Положение уровней в квантовой яме в зависимости от величины внешнего поля.

2.1.1. Состояния с $E > U_{\max}$ (рис. 1а)

В уравнении (6) удобно перейти к новой переменной $\zeta = L - z$. Вводя обозначения (далее, во всех промежуточных выкладках, вплоть до окончательных результатов раздела, индексы hh опускаем) $\lambda^2 = -2\mu E'/\hbar^2$, $\beta = 2\mu|eF|/\hbar^2$, $E' = E + |eF|L$, перепишем его в виде

$$d^2\psi(\zeta)/d\zeta^2 - [\lambda^2 + g(\zeta)]\psi(\zeta) = 0; \quad \psi(\zeta = 0) = \psi(\zeta = L) = 0; \quad g(\zeta) = \beta\zeta. \quad (7)$$

С помощью подстановки

$$\psi(\zeta) = \text{const} \exp\left[\lambda \int u(\zeta) d\zeta\right] \quad (8)$$

уравнение (7) приводится к уравнению типа Риккати [23]:

$$\lambda du(\zeta)/d\zeta + \lambda^2 u^2(\zeta) - \lambda^2 - g(\zeta) = 0. \quad (9)$$

Решение этого уравнения приведено в Приложении 1.

Для энергии и огибающих волновых функций тяжелой дырки в присутствии электрического поля, удовлетворяющего условию $E' > FL$, получаем следующие выражения [23,24]:

$$E_n^{hh}(F) = \alpha_n \varepsilon_{v1} - |eF|L, \quad \alpha_n = E'/\varepsilon_{v1}, \quad (10)$$

$$\psi_n(\eta, \alpha_n, t) = \sqrt{\frac{2}{L}} C_n \sin \left\{ \frac{\pi \alpha_n^{3/2}}{\eta} \left[1 - \left(1 - \frac{\eta}{2\alpha_n} + \frac{\eta t}{2\alpha_n} \right)^2 \right] \right\} \left(1 - \frac{\eta}{2\alpha_n} + \frac{\eta t}{2\alpha_n} \right)^{-1/2}, \quad (11)$$

$$(t = z/L; \eta = FL/\varepsilon_{v1}).$$

Здесь C_n – безразмерный нормировочный коэффициент (см.(П.1.10)).

2.1.2. Состояния $E < U_{\max}$ (рис.1б,с).

При увеличении внешнего поля частица будет “захвачена” ямой, создаваемой непосредственно самим полем. В схеме энергетической шкалы это соответствует такой ситуации, когда некоторое число энергетических уровней будет располагаться ниже значения $U_{\max}(z, F)$. Рассмотрим эти состояния для случая сильных внешних полей. В данной задаче количественным критерием сильного поля является условие

$$\eta = \frac{|eF|L}{\epsilon_{v1}} \gg 1. \quad (12)$$

В этих состояниях частица практически уже не “чувствует” наличия второй стенки ($z = L$) первоначальной ямы и положение уровней при $E_n(F) < |F|L$ будет определяться напряженностью внешнего поля.

При рассмотрении квантовых размерных эффектов, как известно, реальный физический интерес представляют именно низшие энергетические состояния [22]. В данном случае, при выполнении условия (12) воспользуемся вариационным методом и определим значения энергии и огибающие волновые функции для основного и первого возбужденного состояний тяжелых дырок в пленке.

а) Сильные поля: основное состояние (рис.1б).

Пробную функцию представим в виде

$$\psi_1(\zeta) = B\zeta \exp\left(-\frac{\tau\zeta^2}{2}\right), \quad (13)$$

где B – нормировочная константа, τ – вариационный параметр. Для энергии и волновой функции основного состояния получим

$$E_1^{hh}(\tau_0) \cong 2.345 \left(\frac{\hbar^2 F^2}{2\mu_{hh}}\right)^{1/3} - |eF|L, \quad \left(\tau_0 = \sqrt[3]{\frac{16\mu_{hh}^2 F^2}{9\pi\hbar^4}}\right), \quad (14)$$

$$\psi_1(\zeta) = 2 \left(\frac{\tau_0^3}{\pi}\right)^{1/4} \zeta \exp\left(-\frac{\tau_0\zeta^2}{2}\right). \quad (15)$$

б) Сильные поля: первое возбужденное состояние (рис.1с).

Для этого случая пробную функцию выбираем в виде

$$\psi_2(\zeta) = D\zeta(1 - \chi\zeta^2) \exp(-\gamma\tau_0\zeta^2/2), \quad (16)$$

где D – нормировочная постоянная, χ , γ – вариационные параметры. Требование ортогональности функций $\psi_1(\zeta)$ и $\psi_2(\zeta)$ приводит к следующему соотношению между вариационными параметрами:

$$\chi = (\tau_0/3)(1 + \gamma). \quad (17)$$

Проведя теперь стандартные для вариационного подхода вычисления, для энергии и огибающей волновой функции первого возбужденного уровня, соответственно, получим

$$E_2^{hh} \cong 4.109 \left(\frac{F^2 \hbar^2}{2\mu_{hh}} \right)^{1/3} - |eF|L, \quad (18)$$

$$\psi_2(\zeta) = D\zeta(1 - \chi_0\zeta^2) \exp\left(-\gamma_0 \frac{\tau_0\zeta^2}{2}\right),$$

$$\chi_0 = \frac{\tau_0}{3}(1 + \gamma_0), \quad D^2 = \frac{48\gamma_0^{7/2}\tau_0^{3/2}}{\sqrt{\pi}(5\gamma_0^2 - 2\gamma_0 + 5)}, \quad \gamma_0 \cong 0.814. \quad (19)$$

2.2. Состояния легких дырок и электронов во внешнем электрическом поле

С учетом выражений (2) и (5) для гамильтониана электрона и легкой дырки в пленке при наличии внешнего поля имеем

$$H_c(\mathbf{p}, s, F) = H_{lh}(\mathbf{p}, s, F) = \sqrt{\mathbf{p}^2 s^2 + \mu_c^2 s^4} + eFz. \quad (20)$$

После ряда преобразований для описания этих состояний придем к уравнению шредингеровского типа:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu_c} \Delta \psi_c(x, y, z) = \frac{(E_c - eFz)^2 - \mu_c^2 s^4}{2\mu_c s^2} \psi_c(x, y, z), \quad (21)$$

где $E^c \equiv E^c(F) = E^{lh}(F)$ – полная энергия частицы в пленке в присутствии внешнего поля.

К определению энергетического спектра и огибающих собственных функций этого уравнения мы обратимся в следующем разделе.

3. Обсуждение результатов

3.1. Состояния тяжелых дырок

Известно, что решение уравнения (6) в самом общем случае [8,9] задается в виде линейной комбинации функций Эйри первого рода $\text{Ai}(-\xi)$ и второго рода $\text{Bi}(-\xi)$:

$$\psi(\xi) = C_1 \text{Ai}(-\xi) + C_2 \text{Bi}(-\xi); \quad \xi = \left(z + \frac{E}{eF} \right) \left(\frac{2\mu_e F}{\hbar^2} \right)^{1/3}. \quad (22)$$

С учетом граничных условий энергетический спектр носителей заряда в пленке будет определяться при этом из соотношения

$$\text{Ai}(-\xi_0)/\text{Bi}(-\xi_0) = \text{Ai}(-\xi_L)/\text{Bi}(-\xi_L), \quad (23)$$

где ξ_0 и ξ_L – значения переменной ξ при $z = 0$ и $z = L$, соответственно.

Однако, как энергетический спектр носителей, так и их волновые функции в этом случае поддаются определению только с помощью численных методов. Исключение составляет только случай слабых полей, когда применима теория возмущений [8]. Предлагаемый же в данной работе подход, как было показано выше, позволяет получить явные выражения для спектра и огибающих функций одночастичных состояний для тяжелых дырок в определенном, довольно широком, интервале значений внешнего поля. В табл.П2.1, П2.2, П2.3 приведены значения энергетического параметра тяжелых дырок $\alpha_n \equiv \alpha_{v_n}$ для состояний, когда $E' > |eF|L$, рассчитанных численным способом из соотношения (23) с использованием аналитического выражения (П.1.8). Как видно из приведенных в таблицах данных, результаты, полученные аналитическим путем, с точностью до 10^{-2} и более совпадают с результатами, полученными путем численного решения уравнения (23).

На рис.2 приведены графики плотности вероятностей, определяемых посредством огибающих функций (11), при различных значениях напряженности внешнего поля.

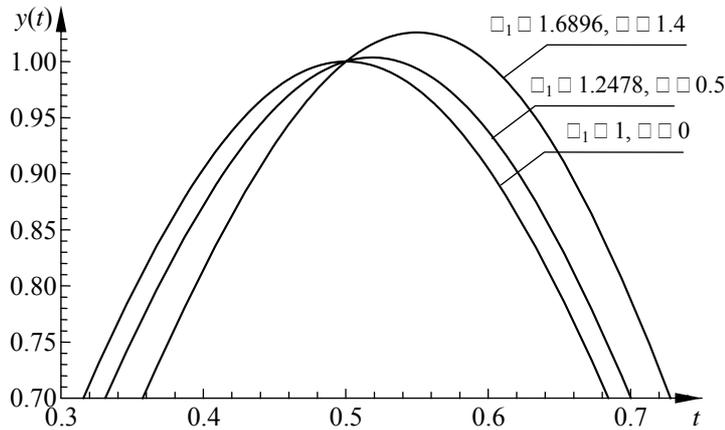


Рис.2. Распределение плотности вероятностей $y_1(\eta, \alpha_1, t) = (L/2) \times |\psi_1(\eta, \alpha_1, t)|^2$ ($t = z/L$) для основного состояния тяжелых дырок при различных значениях параметра $\eta \equiv \eta_{hh}$.

Обратимся теперь к случаю, когда часть энергетических уровней частицы оказывается ниже значения $U_{\max}(z, F)$, т.е. в треугольной части потенциальной ямы (5). Когда внешнее поле возрастает от η_{01} до η_{02} , то ниже значения $U_{\max}(z, F)$ будет находиться один уровень (E_1^{hh}), а когда поле возрастает в интервале $\eta_{02} < \eta < \eta_{03}$, то в треугольной части ямы будут находиться уже два уровня (E_1^{hh} и E_2^{hh}).

В табл.П2.4, П2.5 приведены значения первых двух уровней тяжелых дырок для интервалов полей, удовлетворяющих условию (12), рассчитанных численно из соотношения (23) и вариационным методом из соотношений (14) и

(18). Данные этих таблиц также указывают на достаточную близость (с точностью до 10^{-1} и более) результатов, полученных при помощи численного и аналитического подхода к задаче. На рис.3,4 приведены плотности вероятностей, определяемых, соответственно, огибающими функциями (15) и (19) при различных значениях напряженности внешнего поля.

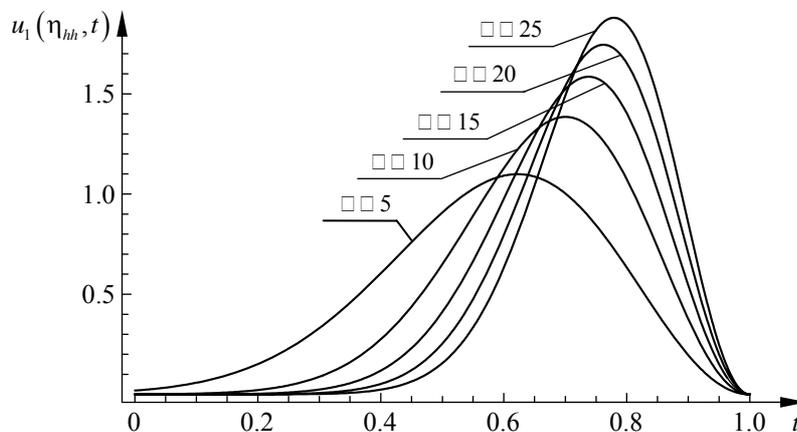


Рис.3. Распределение плотности вероятностей $u_1(\eta_{hh}, t) = (L/2)|\psi_1(t)|^2$, ($t = \zeta/L = 1 - z/L$) при различных значениях параметра $\eta \equiv \eta_{hh}$.

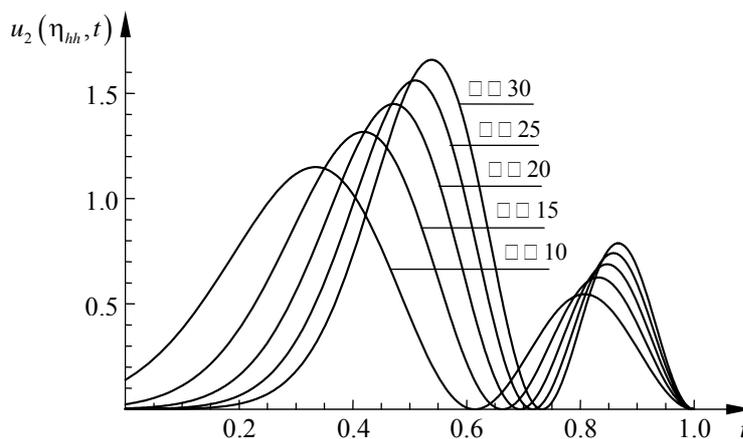


Рис.4. Распределение плотности вероятностей $u_2(\eta_{hh}, t) = (L/2)|\psi_2(t)|^2$, ($t = \zeta/L = 1 - z/L$) при различных значениях параметра $\eta \equiv \eta_{hh}$.

3.2. Состояния легких дырок и электронов

В приведенных выше расчетах состояний тяжелых дырок в присутствии внешнего поля в качестве верхнего предела для параметра $\eta_v = \eta_{hh} = |eF|L/\varepsilon_{v1} = |eF|L/\varepsilon_{hh1}$ было выбрано значение $\eta_{hh} \sim 20$, $|eF|L \in [0, 20\varepsilon_{v1}]$.

В интервале изменения толщины пленки от 7 до 20 нм допустимый для применения предложенного подхода верхний предел напряженности будет меняться, соответственно, в интервале от 500 до 20 кВ/см. Из приведенных

выше численных параметров для InSb нетрудно вычислить, что в случае легких дырок и электронов, в том же интервале изменения толщины пленки, максимум потенциальной энергии будет меняться в следующих пределах:

$$|eF|L \sim (0.04 \div 0.02) E_1^{lh} (p=0). \quad (24)$$

Это условие указывает, что в рассматриваемом интервале полей для определения состояний легких носителей, т.е. для решения уравнения (20) можно воспользоваться теорией возмущений. Действительно, с учетом выражений (4) и (20) в качестве точного количественного критерия применимости теории возмущений в данном случае получаем следующее условие:

$$|V_{21}| = \frac{16}{9\pi^2} |eF|L \ll E_2^{lh} - E_1^{lh}; \quad |eF|L \ll 11(E_2^{lh} - E_1^{lh}), \quad (25)$$

где V_{21} – матричный элемент возмущения $V(z) = eFz$, построенный на невозмущенных волновых функциях (4).

Из условий (24) и (25) можно сделать два следующих заключения: а) в рассматриваемом интервале значений действие внешнего поля на состояния легких дырок и электронов с большой точностью можно рассматривать как возмущение; б) учитывая расположение уровней в невозмущенной яме, в данном случае реальный смысл имеет рассмотрение возмущающего действия поля только на основное состояние легких носителей в пленке.

Пользуясь известными методами теории возмущений [25], для возмущенных частей энергии и огибающей волновой функции первого уровня размерного квантования легких дырок и электронов получим

$$|\Delta E_1^{lh}(F)| = |\Delta E_1^c(F)| = \frac{|eF|L}{2} + \frac{256}{81\pi^4} \frac{(eFL)^2}{\Delta_{12}^c}, \quad (26)$$

$$\left| \Psi_{lh}^{(1)}(z) \right|_{n=1} = \left| \Psi_c^{(1)}(z) \right|_{n=1} = \eta_{hh} \frac{32}{9\pi^2} \frac{\varepsilon_{v1}}{|\Delta_{12}^c|} \sin \frac{\pi z}{L} \cos \frac{\pi z}{L}, \quad (27)$$

где $\Delta_{12}^c = E_1^c - E_2^c$ – разность между энергиями основного и первого возбужденного состояний легкой дырки (или электрона). Поправка к волновой функции имеет положительный знак в случае электронов (c) и отрицательный знак в случае легких дырок (lh). На рис.5,6 приведены распределения вероятностей основного состояния электронов и легких дырок, определяемых возмущенными огибающими функциями

$$\Psi_{lh,c}(z) \Big|_{n=1} = \Psi_{lh,c}^{(0)} \Big|_{n=1} + \Psi_{lh,c}^{(1)} \Big|_{n=1} \cong \sqrt{\frac{2}{L}} \left(1 \pm \eta_{hh} \frac{32}{9\pi^2} \frac{\varepsilon_{v1}}{|\Delta_{12}^c|} \cos \frac{\pi z}{L} \right) \sin \frac{\pi z}{L}, \quad (28)$$

при различных значениях внешнего поля. Из рисунков видно, что с ростом электрического поля пики кривых для электрона и дырки смещаются в противоположные стороны.

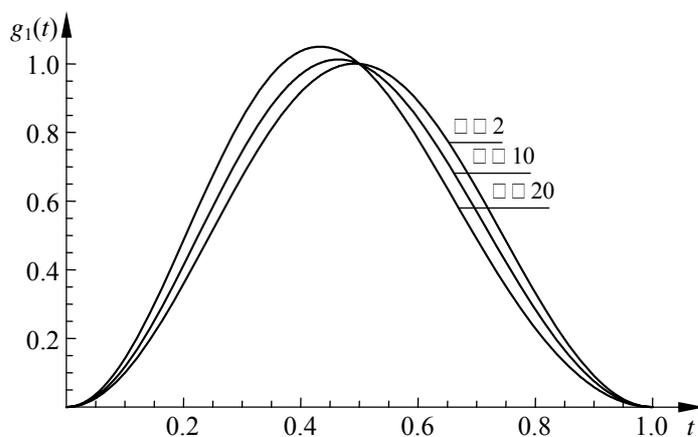


Рис.5. Распределение плотности вероятностей $g_1(t) = (L/2) \times [1 + \eta_{hh} (32/9\pi^2) (\epsilon_{v1}/|\Delta_{12}^c|) \cos \pi t]^2 (\sin \pi t)^2$ для различных значений параметра $\eta \equiv \eta_{hh}$ при толщине пленки $L = 15$ нм; ($t = z/L$).

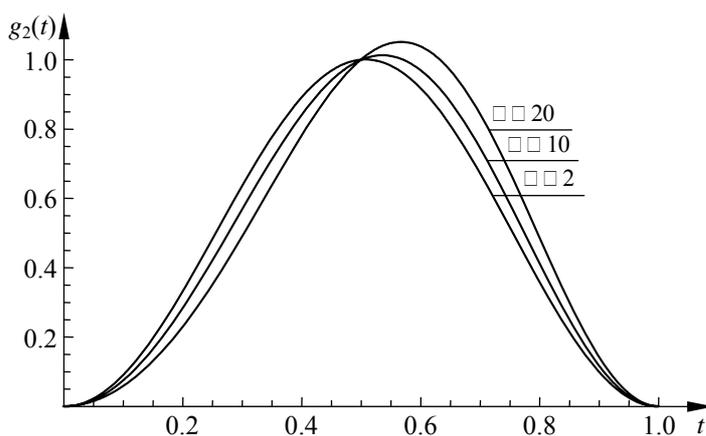


Рис.6. Распределение плотности вероятностей $g_2(t) = (L/2) \times [1 - \eta_{hh} (32/9\pi^2) (\epsilon_{v1}/|\Delta_{12}^c|) \cos \pi t]^2 (\sin \pi t)^2$ для различных значений параметра $\eta \equiv \eta_{hh}$ при толщине пленки $L = 15$ нм; ($t = z/L$).

4. Заключение

Основные результаты, полученные в работе, можно сформулировать следующим образом:

1) Состояния тяжелых дырок в квантовой яме узкозонного полупроводника физически адекватно описываются в рамках предложенной

теоретической модели в довольно широком интервале изменений электрического поля;

2) Допустимый верхний предел применимости предложенного подхода определяется шириной квантовой ямы (толщиной пленки);

3) В том же интервале изменений внешнего поля состояния легких носителей (электронов в зоне проводимости и легких дырок в валентной зоне) с большой точностью могут быть описаны методом теории возмущений;

4) Полученные в работе теоретические результаты могут быть использованы для точного количественного описания кинетических, оптических и ряда других явлений в узкозонных размерно-квантованных структурах при наличии однородного электростатического поля.

Приложение 1.

Определение собственных функций и собственных значений уравнения (10)

Подставим ряд $u(\zeta) = \sum_{k=0}^{\infty} u_k(\zeta) \lambda^{-k}$ в уравнение (9). Приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях переменной, для первых трех значений $u_k(\zeta)$ получим

$$u_0 = \pm 1; \quad u_1 = du_0/d\zeta = 0; \quad u_2 = (g(\zeta) - u_1' - u_1^2)/2u_0 = \beta\zeta/2u_0. \quad (\text{П.1.1})$$

Для вычисления остальных членов ряда с $k \geq 2$ воспользуемся следующим рекуррентным соотношением [23]:

$$u_{k+1} = -\frac{1}{2u_0} \left[u_k' + \sum_{p=1}^k u_p u_{k+1-p} \right]. \quad (\text{П.1.2})$$

Перейдя теперь к безразмерным энергетическим параметрам

$$\eta_{hh} = \eta_v = \eta = |eF|L/\varepsilon_{v1}, \quad (\beta = \eta_v \pi^2 / L^3); \quad \alpha_v = \alpha = E'/\varepsilon_{v1}, \quad (\lambda^2 = -\alpha_v \pi^2 / L^2);$$

$$\varepsilon_{v1} = \pi^2 \hbar^2 / 2\mu_{hh} L^2; \quad \alpha_v > 1$$

и проведя в (8) интегрирование, нетрудно видеть, что получающаяся последовательность

$$\begin{aligned}
f(\zeta) &= \lambda \int u(\zeta) d\zeta = \lambda \zeta + \frac{\beta \zeta^2}{4\lambda} - \frac{\beta \zeta}{4\lambda^2} - \frac{\beta^2 \zeta^3}{24\lambda^3} + \frac{\beta^2 \zeta^2}{8\lambda^4} + \\
&+ \left(\frac{\beta^3 \zeta^4}{64} - \frac{5\beta^2 \zeta}{32} \right) \frac{1}{\lambda^5} - \frac{\beta^3 \zeta^3}{12\lambda^6} + \dots \cong i\pi \sqrt{\alpha} \left[\left(1 + \frac{5\eta^2}{32\pi^2 \alpha^3} \right) t - \right. \\
&- \left. \left(\frac{\eta}{4\alpha} - \frac{25\eta^3}{128\pi^2 \alpha^4} \right) t^2 - \frac{\eta^2 t^3}{24\alpha^2} - \left(\frac{\eta^3}{64\alpha^3} - \frac{175\eta^4}{768\pi^2 \alpha^5} \right) t^4 - \frac{5\eta^4 t^5}{640\alpha^4} \right] + \\
&+ \left[\frac{\eta}{4\alpha} \left(1 - \frac{15\eta^2}{16\pi^2 \alpha^3} \right) t + \frac{\eta^2 t^2}{8\alpha^2} + \frac{\eta^3 t^3}{12\alpha^3} + \frac{\eta^4 t^4}{16\alpha^4} \right] = f(t) \equiv if_1(t) + f_2(t); \\
&(t = \zeta/L \leq 1),
\end{aligned} \tag{П.1.3}$$

будет сходиться только в том случае, если выполняется условие

$$\eta/\alpha = |eF|L/E' < 1. \tag{П.1.4}$$

Решение (8) можно представить теперь в виде следующей линейной комбинации:

$$\begin{aligned}
\psi(t) &= C_1 \exp[f_2(t)] \cos[f_1(t)] + C_2 \exp[f_2(t)] \sin[f_1(t)], \\
\psi(t=0) &= \psi(t=1) = 0.
\end{aligned} \tag{П.1.5}$$

Граничные условия (7) и (П.1.5) приводят к следующим требованиям:

$$f_1(t=0) = f_1(t=1) = \pi n. \tag{П.1.6}$$

Пренебрегая членами высокого порядка малости, для определения энергетического спектра частицы в присутствии поля из выражений (П.1.3), (П.1.6) приходим к следующему уравнению относительно α :

$$\alpha^3 - (\eta + n^2) \alpha^2 + \left(\frac{n^2 \eta}{2} + \frac{7\eta^2}{24} \right) \alpha - \frac{\eta^2}{16} \left(n^2 + \frac{\eta}{2} - \frac{5}{\pi^2} \right) = 0, \quad (n=1, 2, 3, \dots). \tag{П.1.7}$$

Физический корень этого кубического уравнения [24] имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
\alpha_n &= \frac{n^2 + \eta}{3} \left[1 + 2 \sqrt{1 - \frac{12\eta n^2 + 7\eta^2}{8(n^2 + \eta)^2} \cos \frac{\varphi(n, \eta)}{3}} \right], \\
\varphi(n, \eta) &= \arccos \left\{ \frac{2 \left(\frac{\eta + n^2}{3} \right)^3 - \frac{\eta + n^2}{3} \left(\frac{\eta n^2}{2} + \frac{7\eta^2}{24} \right) + \frac{\eta^2}{16} \left(n^2 + \frac{\eta}{2} - \frac{5}{\pi^2} \right)}{2 \left[\frac{(\eta + n^2)^2}{9} - \frac{\eta}{6} \left(n^2 + \frac{7\eta}{12} \right) \right]^{3/2}} \right\}.
\end{aligned} \tag{П.1.8}$$

В том же приближении для волновой функции (8) получим

$$\psi(t, \eta, \alpha) \cong C \sin \left\{ \pi \frac{\alpha^{3/2}}{\eta} \left[1 - \left(1 - \frac{\eta t}{2\alpha} \right)^2 \right] \right\} \left(1 - \frac{\eta t}{2\alpha} \right)^{-1/2}. \quad (\text{П.1.9})$$

Нормировочная постоянная C (вернее, $C\sqrt{L/2}$) также вычисляется точно и в явном виде:

$$\begin{aligned} \frac{L}{2} C^2 \equiv B^2 = \frac{\eta}{\alpha} & \left\{ \cos \left(\frac{2\pi\alpha^{3/2}}{\eta} \right) \text{ci} \left[\frac{2\pi\alpha^{3/2}}{\eta} \left(1 - \frac{\eta}{2\alpha} \right)^2 \right] - \cos \left(\frac{2\pi\alpha^{3/2}}{\eta} \right) \text{ci} \left[\frac{2\pi\alpha^{3/2}}{\eta} \right] + \right. \\ & \left. + \sin \left(\frac{2\pi\alpha^{3/2}}{\eta} \right) \text{si} \left[\frac{2\pi\alpha^{3/2}}{\eta} \left(1 - \frac{\eta}{2\alpha} \right)^2 \right] - \sin \left(\frac{2\pi\alpha^{3/2}}{\eta} \right) \text{si} \left[\frac{2\pi\alpha^{3/2}}{\eta} \right] - 2 \ln \left(1 - \frac{\eta}{2\alpha} \right) \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (\text{П.1.10})$$

где $\text{ci}(x)$ и $\text{si}(x)$ – интегральные косинус и синус, соответственно.

Приложение 2.

Сравнение результатов численных и аналитических расчетов для энергетического спектра носителей заряда в пленке

Приведем для сравнения результаты численных (23) и аналитических (П.1.8) расчетов значений энергетического параметра α_n для состояний, когда $E' > |eF|L$.

Табл.П2.1. Значения энергетического параметра α_n в интервале значений поля $\eta \in [0, \eta_{01}]$, $\eta_{01} = 1.92067$ при $n = 1, 2, 3$ (тяжелые дырки).

α_n	η	0.1	0.3	0.5	0.9	1.4	1.8
$n = 1$, α_1	числ	1.049891	1.149025	1.247294	1.441242	1.678855	1.865133
	анл	1.049906	1.149102	1.247801	1.445313	1.689611	1.876104
$n = 2$, α_2	числ	4.050032	4.1502904	4.250806	4.452602	4.706251	4.9102496
	анл	4.050033	4.150297	4.250895	4.452769	4.706856	4.911502
$n = 3$, α_3	числ	9.050019	9.150173	9.250481	9.451558	9.703768	9.906226
	анл	9.050019	9.150174	9.250484	9.451572	9.703719	9.906331

Здесь и далее: числ – результаты численных расчетов, анл – результаты аналитических расчетов.

Табл.П2.2. Значения энергетического параметра α_n в интервале значений поля $\eta \in [\eta_{01}, \eta_{02}]$, $\eta_{02} = 8.297$ при $n = 2, 3, 4$ (тяжелые дырки).

α_n	η	2	3	4	5	6	7
$n = 2$, α_2	числ	5.012593	5.527461	6.046764	6.569221	7.093443	7.618051
	анл	5.014290	5.532892	6.059118	6.592564	7.132683	7.662713
$n = 3$, α_3	числ	10.007685	10.517261	11.060308	11.547664	12.068344	12.592539

\square_3	анл	10.007825	10.517683	11.062146	11.549245	12.070817	12.612217
$n \square 4,$ \square_4	числ	17.004713	17.510601	18.018847	18.529442	19.042385	19.557671
	анл	17.01422	17.53101	18.0535	18.5810	19.1132	19.6495

Табл.П2.3. Значения энергетического параметра α_n в интервале значений поля $\eta \in [\eta_{02}, \eta_{03}]$, $\eta_{03} = 19.172$, при $n = 3, 4, 5$ (тяжелые дырки).

\square_n	\square	9	10	12	15	17	19
$n \square 3,$ \square_3	числ	13.650889	14.184679	15.260339	16.889739	17.982763	19.077859
	анл	13.657399	14.193103	15.273897	16.916327	18.043489	19.139965
$n \square 4,$ \square_4	числ	20.595242	21.117511	22.168978	23.763064	24.836791	25.918927
	анл	20.595645	21.117791	22.168591	23.760362	25.837021	26.909691
$n \square 5,$ \square_5	числ	29.563427	30.078313	31.112795	32.676303	33.726501	34.782977
	анл	29.563435	30.078228	31.112334	32.674555	34.729099	34.777409

Значения η_{0i} определяются как корни уравнения (23), когда имеет место условие $FL = E'$.

Приведем аналогичные данные для случая “сильных” полей (Табл.П2.4, П2.5).

Табл.П2.4. Значения первого энергетического уровня тяжелых дырок для интервала полей $\eta_{01} < \eta < \eta_{02}$ с учетом условия (12).

E_1^{hh}	η	4	4.5	5	6	7	8
E_1^{hh}	числ	$\square 1.1682$	$\square 1.4613$	$\square 1.7588$	$\square 2.3661$	$\square 2.9887$	$\square 3.6251$
	врц	$\square 1.2233$	$\square 1.4966$	$\square 1.7781$	$\square 2.3617$	$\square 2.9768$	$\square 3.5926$

Табл.П2.5. Значения первого и второго энергетических уровней тяжелых дырок для интервала полей $\eta_{02} < \eta < \eta_{03}$ с учетом условия (12).

E_n^{hh}	η	12	13	15	16	17	18
$n \square 1$ E_1^{hh}	числ	$\square 6.2837$	$\square 6.9715$	$\square 8.3693$	$\square 9.0781$	$\square 9.7929$	$\square 10.5131$
	врц	$\square 6.2647$	$\square 6.9503$	$\square 8.3448$	$\square 9.0523$	$\square 9.7658$	$\square 10.4848$
$n \square 2$ E_2^{hh}	числ	$\square 1.7936$	$\square 2.2888$	$\square 3.2961$	$\square 3.8009$	$\square 4.3275$	$\square 4.8525$
	врц	$\square 1.8804$	$\square 2.3258$	$\square 3.2574$	$\square 3.7412$	$\square 4.2573$	$\square 4.7629$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ж.И.Алферов. ФТП, **32**, 3 (1998).

2. Нано- и микросистемная техника. От исследований к разработкам. Сб. статей под ред. **П.П.Мальцева**. М., Техносфера, 2005.
3. **Г.Г.Шишкин, И.М.Агеев**. Нанозлектроника. Элементы, приборы, устройства. М., Бином. Лаборатория знаний, 2011.
4. Devices Based on Low-Dimensional Semiconductor Structures, NATO Science Partnership Sub-Series: 3; **14**, 1996.
5. **N.M.Ahmed, Z.Sauli, et al.** Int. J. Nanoelectronics Mater., **2**, 189 (2009).
6. Low-Dimensional Semiconductor Structures: Fundamentals and Device Applications. **K.Barnham, D.Vvedensky, ed.**, Cambridge University Press, 2008.
7. **S.A.Vanalakar, S.S.Mali, M.P.Suryavanshi, P.S.Patil.** Digest J. Nanomaterials Biostructures, **5**, 805 (2010).
8. **S.Schmitt-Rink, D.S.Chemla, D.A.B.Miller.** Adv. Phys., **38**, 89 (1989).
9. **R.A.Rosas, R.Riera, J.L.Marin, G.Campoy.** Electro-Optical and Transport Properties of Quasi-Two-Dimensional Nanostructured Materials, Handbook of Thin Film Materials, **H.S.Nalwa, ed.**, vol. 5, Academic Press, San Diego, USA, 2002, pp.241–247.
10. **Y.-H.Kuo, Y.K.Lee, Y.Ge, et al.** Nature, **437**, 1334 (2005).
11. **M.Dhingra, A.Shankar, B.B.Tiwari.** Indian J. Phys., **84**, 1031 (2010).
12. **D.A.B.Miller.** Opt. Quant. Electron., **22**, S61 (1990).
13. **M.Graf, G.Scalari, D.Hofstetter, et al.** Appl. Phys. Lett., **84**, 475 (2004).
14. **I.Friel, C.Thomidis, T.D.Moustakas.** J. Appl. Phys., **97**, 123515 (2005).
15. **C.-K.Kao, A.Bhattachatyaya, C.Thomidis, R.Paihella, T.D.Moustakas.** J. Appl. Phys., **109**, 083102 (2011).
16. **P.Chaisakul, D.Marris-Morini, M.-S.Raufied, G.Isella, D.Chrastina, J.Frigo, X.L.Roux, S.Edmond, J.-R.Coudeville, L.Vivien.** Opt. Express, **20**, 3219 (2012).
17. **К.Д.Моисеев, Я.А.Пархоменко, А.В.Анкудинов, Е.В.Гущина, М.П.Михайлова, А.Н.Титков, Ю.П.Яковлев.** Письма ЖТФ, **33** (7), 50 (2007).
18. **К.Д.Моисеев, Я.А.Пархоменко, Е.В.Гущина, А.В.Анкудинов, М.П.Михайлова, Н.А.Берт, Ю.П.Яковлев.** ФТП, **43**, 1090 (2009)
19. **И.М.Цидильковский.** Электроны и дырки в полупроводниках. М., Наука 1972.
20. **Е.О.Кане.** Semiconductors and Semimetals, R.K.Willardson, C.Beer., eds., New York-London, Academic Press., **1**, p.75-80, 1966.
21. **В.А.Арутюнян, Э.М.Казарян, А.А.Саркисян.** Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 440 (2011).
22. **Э.М.Казарян, С.Г.Петросян.** Физические основы нанозлектроники. Ереван. изд. РАУ, 2005.
23. **Э.Камке.** Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М., Наука, 1970.
24. **Г.Корн, Т.Корн.** Справочник по математике. М., Наука, 1970.
25. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Квантовая механика (нерелятивистская теория). М., Наука, 1963.

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԵՎ ԽՈՌՈՉՍԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ InSb
ՆԵՂԳՈՏԻՍԿԱՆ ԿԻՍԱՀՍԱՂՈՂՉՍԱՅԻՆ ԹՍՂԱՆԹՈՒՄ
ԱՐՏԱՔԻՆ ՀԱՄԱՍԵՆ ԷԼԵԿՏՐԱՍՏՍԻԿ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Վ.Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ.Ա. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Է.Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Հ.Ա. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Տեսականորեն դիտարկված են լիցքակիրների վիճակները InSb նեղ արգելված գոտիական կիսահաղորդչային թաղանթում՝ տեղադրված համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտում: Քննարկված է դեպք, երբ ծանր խոռոչների գոտին նկարագրվում է ստանդարտ դիսպերսիայով, իսկ թեթև խոռոչների և էլեկտրոնների համար տեղի ունի Քեյնի դիսպերսիան՝ երկգոտիական հայելային մոտավորությունը: Արտաքին դաշտի որոշակի արժեքների միջակայքի

համար ստացված են էներգիական սպեկտրի և թաղանթում լիցքակիրների ալիքային ֆունկցիաների բացահայտ արտահայտությունները: Բերված են արտաքին դաշտի փոփոխության թույլատրելի միջակայքին համապատասխանող թվային արժեքները, որոնց համար քվանտային փոսի տրված պարամետրերի դեպքում առաջադրված մոտեցումը թույլ է տալիս խնդրի ճշգրիտ վերլուծական լուծում:

ELECTRON AND HOLE STATES
IN A NARROW-BAND SEMICONDUCTOR InSb FILM
IN THE PRESENCE OF UNIFORM ELECTROSTATIC FIELD

V.A. HARUTYUNYAN, V.A. GASPARYAN, E.M. KAZARYAN, H.A. SARKISYAN

The states of charge carriers in InSb narrow-gap semiconductor film, placed in a uniform electrostatic field, are considered theoretically. We consider the case when the heavy holes are described by the standard dispersion, and Kane's dispersion law takes place for electrons and for light holes within the framework of two-band mirror model. For a certain range of values of the external field, explicit expressions of the energy spectrum and the envelope wave functions of charge carriers are obtained. Corresponding numerical estimations of allowed range of the external field are derived, for which the proposed approach allows exact analytical solutions.

УДК 621.3

**ГАЗОВЫЕ СЕНСОРЫ НА ОСНОВЕ
МНОГОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК,
МОДИФИЦИРОВАННЫХ ДВУОКИСЬЮ ОЛОВА**

В.М. АРАКЕЛЯН^{1*}, М.С. АЛЕКСАНЯН¹, Р.В. ОГАНЕСЯН¹,
Г.Э. ШАХНАЗАРЯН¹, В.М. АРУТЮНЯН¹, К. ЭРНАДИ²,
З. НЕМЕТ², Л. ФОРРО³

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Университет Сегеда, Венгрия

³Федеральный политехнический институт, Лозанна, Швейцария

*e-mail: avaleri@ysu.am

(Поступила в редакцию 15 февраля 2013 г.)

Методами магнетронного и электронно-лучевого напыления изготовлены тонкослойные газовые сенсоры на основе нанокompозита МСУНТ·SnO₂(1:66), полупроводникового соединения WO₃·SnO₂(1:9), а также многокомпонентной структуры МСУНТ·SnO₂(1:66)ΠWO₃·SnO₂(1:9). Исследована чувствительность изготовленных сенсоров к воздействию таких газов, как водород, метан, бутан, а также паров этанола. Сенсоры на основе МСУНТ·SnO₂(1:66) и WO₃·SnO₂(1:9) проявляют заметную чувствительность к водороду и парам спирта уже при температуре рабочего тела 100–150°С. Сенсоры на основе МСУНТ·SnO₂(1:66)ΠΠWO₃·SnO₂(1:9) могут быть использованы для обнаружения низких концентраций водорода и паров этанола, причем монотонное повышение чувствительности структуры при увеличении содержания паров этилового спирта позволяет применять эти сенсоры также для быстрого определения их концентрации в воздухе.

1. Введение

Газовые сенсоры широко используются для мониторинга окружающей среды, медицинской диагностики, обеспечения безопасности транспортных средств, в промышленности и т.п. В частности, все более необходимым становится создание эффективных систем контроля над процессами производства и применения водорода, так как истощение запасов ископаемых углеводородов в связи с быстрым ростом объемов их потребления, а также увеличивающаяся при этом степень загрязненности окружающей среды сделали еще более актуальным использование альтернативных источников энергии, в том числе и водородной энергетики. В химической и пищевой промышленности, фармакологии, на транспорте одной из актуальных задач остается также проверка наличия в воздухе паров этанола и быстрое и точное определение их концентрации.

В настоящее время наиболее распространенными являются резистивные газовые сенсоры, основанные, главным образом, на таких металлоксидах, как SnO_2 , WO_3 , TiO_2 , ZnO , In_2O_3 и др. [1-8]. Основными недостатками этих сенсоров являются большие времена отклика, высокая рабочая температура, нестабильность во времени, недостаточная избирательность. Необходим поиск новых материалов и структур, протекающие в которых процессы будут основаны на новых физических принципах и применение которых позволит добиться существенного улучшения эксплуатационных параметров сенсоров. В частности, многообещающее будущее имеют газовые сенсоры, основанные на наноструктурных материалах (нанотрубки, нанонити, наночастицы), пористое строение и большое соотношение поверхность/объем которых идеальны для адсорбции и сохранения молекул газа.

Одним из наиболее привлекательных с этой точки зрения наноструктурных материалов современной науки и инженерии являются открытые в 1991 г. углеродные нанотрубки. Они характеризуются большой механической прочностью, гибкостью, химической устойчивостью, уникальным поведением электрических параметров, стабильностью во времени. Этот ряд особенностей стал основанием для исследования уже со дня их открытия возможности применения углеродных нанотрубок в качестве газочувствительных элементов сенсоров [9-22]. Однако ряд задач в этой области все еще остается нерешенным. В частности, проблемой остаются пока вопросы, связанные с выращиванием идеально чистых, однородных углеродных нанотрубок и контролем их поверхности. В зависимости от метода и процесса получения углеродных нанотрубок их свойства, а также их поведение в процессе работы могут значительно меняться и, соответственно, параметры изготовленных на их основе сенсоров могут быть существенно различными. Проблемой являются также их большие времена отклика и восстановления, являющиеся следствием особенностей адсорбции и десорбции молекул газа на нанотрубках.

Для использования углеродных нанотрубок в качестве газовых сенсоров часто необходима их функционализация частицами различных веществ. Для функционализации углеродных нанотрубок могут быть использованы, в частности, металлоксидные соединения. Возможно также совместное использование углеродных нанотрубок и металлоксидов как целостной газочувствительной системы. Нами изготовлены и исследованы резистивные тонкопленочные газовые сенсоры на основе многослойных углеродных нанотрубок (МСУНТ), модифицированных металлоксидами. Исследованы результаты измерений чувствительности сенсоров к водороду и парам этанола.

2. Методика эксперимента

Были изготовлены три типа сенсоров, имеющих различную структуру рабочего тела. Во-первых, разработана технология изготовления сенсора на основе МСУНТ, функционализированных SnO_2 . Для этого к нанокompозитному порошку МСУНТ· SnO_2 (1:66), предоставленному нам исследователями из Университета Сегеда (Венгрия), в качестве связующего нами добавлялось 3 вес.% полипропилена. Из полученной смеси при 160°C прессовались таблетки диаметром 3 мм и высотой 4 мм.

Полученные таблетки использовались в качестве мишени в процессе электронно-лучевого напыления. Оптимальные параметры процесса электронно-лучевого напыления: время напыления – 10 минут, расстояние между мишенью и подложкой – 5 см, температура подложки – 200°C. Таким образом, на поликорковую подложку были осаждены тонкие пленки на основе нанокompозита $\text{МСУНТ} \cdot \text{SnO}_2(1:66)$. Для изготовления сенсоров на полученную структуру поликор Π МСУНТ \cdot SnO₂ методом ионно-плазменного распыления в течение 2 секунд осаждались каталитические частички палладия и в течение 1 часа золотые гребенчатые омические контакты. Полученные образцы подвергались термообработке на воздухе при 350°C в течение 2 часов.

Газочувствительным элементом второго сенсора являлась тонкопленочная полупроводниковая структура $\text{WO}_3 \cdot \text{SnO}_2(1:9)$, которая осаждалась на поликорковую подложку методом высокочастотного магнетронного распыления. Технология изготовления керамической мишени $\text{WO}_3 \cdot \text{SnO}_2$ (10:90 вес%), используемой в процессе магнетронного распыления, подробно описана в [23]. Выбранные параметры процесса магнетронного распыления: мощность генератора – 60 Вт, длительность процесса – 2 минут, расстояние от мишени до подложки – 7 см, температура подложки – 200°C. Далее, как и в первом случае, на изготовленную структуру поликор Π WO₃·SnO₂ осаждались частички палладия и золотые гребенчатые омические контакты.

Проведенные нами ранее исследования показали, что сенсоры, изготовленные на основе тонких пленок $\text{WO}_3 \cdot \text{SnO}_2$, проявляют достаточную чувствительность к различным газам [24]. Поэтому этот состав был использован для функционализации МСУНТ при изготовлении третьего сенсора на основе многокомпонентной структуры $\text{МСУНТ} \cdot \text{SnO}_2(1:66)\Pi\text{WO}_3 \cdot \text{SnO}_2(1:9)$. Разрабатывались технологические режимы получения указанной структуры. Из мишени на основе нанокompозитного порошка $\text{МСУНТ} \cdot \text{SnO}_2(1:66)$ методом электронно-лучевого напыления осаждалась тонкая пленка на поликорковой подложке. Оптимальные параметры процесса электронно-лучевого напыления: время напыления – 3 минуты, температура подложки – 200°C, расстояние мишень–подложка – 5 см. Далее проводился отжиг полученной пленки на воздухе при температуре 250°C в течение 2 часов. На полученную структуру поликор Π ПМСУНТ \cdot SnO₂ методом магнетронного распыления осаждалась тонкая пленка $\text{WO}_3 \cdot \text{SnO}_2(1:9)$. Оптимальные параметры процесса магнетронного распыления: мощность генератора – 60 Вт, длительность процесса – 2 минут, расстояние от мишени до подложки – 7 см, температура подложки – 200°C. Для изготовления сенсоров, как и в двух предыдущих случаях, на полученную структуру поликор Π МСУНТ \cdot SnO₂(1:66) Π WO₃·SnO₂(1:9) методом ионно-плазменного распыления осаждались каталитические частички палладия и золотые омические контакты. Полученная структура отжигалась на воздухе при 350°C в течение 2 часов.

С помощью специальной измерительной системы исследовалась чувствительность (отношение $R_{\text{воздух}}/R_{\text{газ}}$, где $R_{\text{воздух}}$ – сопротивление структуры в воздухе, $R_{\text{газ}}$ – сопротивление структуры при наличии газа в воздухе) изготовленных сенсоров к различным газам (H_2 , CH_4 , C_4H_{10}) и парам спирта ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$). Образцы помещались в герметическую камеру, в которую числовым автоматизированным

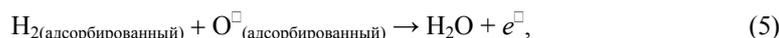
методом может подаваться определенная концентрация газа (от 100 до 10000 ppm). Для получения определенной концентрации паров спирта в камеру помещается соответствующее количество жидкого спирта. Установленный в камере нагреватель позволяет повысить температуру рабочего тела сенсора до 350°C. Изменение сопротивления сенсора в зависимости от температуры рабочего тела и концентрации воздействующего газа измерялось с помощью специальной компьютерной программы. Программа управления написана в среде Borland Delphi 6.0 [25]. Все измерения проводились при приложении к сенсору напряжения 0.5 В.

3. Результаты и обсуждение

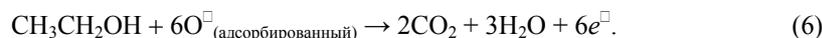
Изменение сопротивления чувствительного элемента резистивного сенсора под действием газа обусловлено протекающими на поверхности полупроводника химическими реакциями с участием молекул воздействующего газа и адсорбированных на поверхности полупроводника молекул кислорода. Присутствующие в воздухе молекулы кислорода адсорбируются на поверхности полупроводника, захватывают у него свободные электроны и превращаются в отрицательные ионы, сосредоточенные на поверхности полупроводника. В результате концентрация свободных электронов в полупроводнике уменьшается, что приводит к увеличению его сопротивления. При низких температурах на поверхности полупроводника хемосорбируются ионы O_2^- , а при более высоких температурах – ионы O^\square и $O^{2\square}$. Совокупные процессы адсорбции кислорода можно описать с помощью следующих формул [26]:



Воздействующий газ при достижении поверхности полупроводника вступает в реакцию с адсорбированными на его поверхности ионами кислорода. Например, при воздействии водорода будет протекать следующая реакция [27]:



а реакцию между парами этанола и адсорбированными на поверхности полупроводника ионами кислорода можно описать следующим образом:



Освобожденные в процессе этих реакций электроны возвращаются в полупроводник, что приводит к уменьшению его сопротивления.

Исследовалось изменение сопротивления изготовленных сенсоров на основе структур поликор \square PMCUHT·SnO₂(1:66) \square Pd, поликор \square PWO₃·SnO₂(1:9) \square Pd и поликор \square PMCUHT·SnO₂(1:66) \square PWO₃·SnO₂(1:9) \square Pd при воздействии таких газов, как водород, метан, бутан, а также паров этанола. Концентрация воздействующего газа в этих измерениях составляла 5000 ppm. Результаты этих исследований показали, что

изготовленные сенсоры обладают достаточно хорошей избирательностью. Они достаточно чувствительны к водороду и парам спирта, проявляемая к метану и бутану чувствительность оказалась пренебрежимо малой.

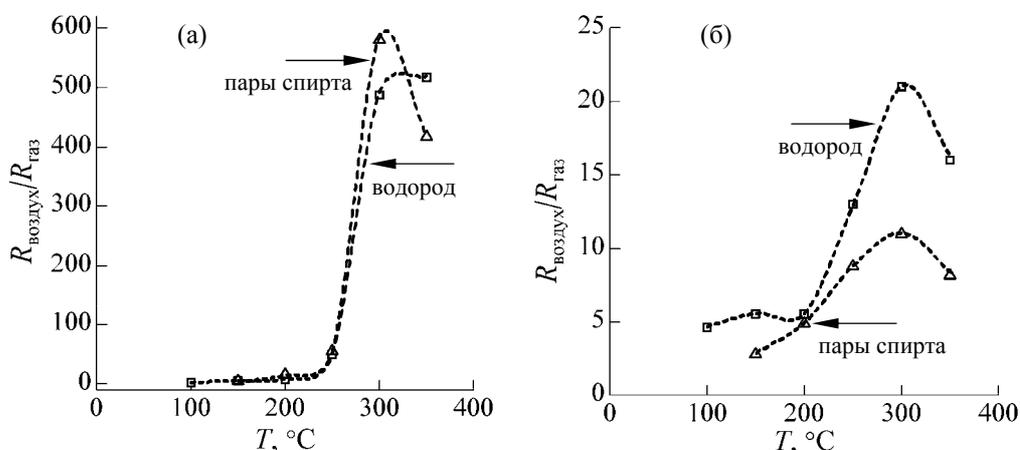


Рис.1. Зависимость чувствительности к водороду и парам спирта от температуры рабочего тела для сенсоров на основе структур поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ППd (а) и поликорПWO₃·SnO₂(1:9)ППd (б). Концентрация воздействующего газа 5000 ppm.

Для определения температуры рабочего тела, при которой чувствительность сенсора наибольшая, исследования изменения его сопротивления проводились при разных температурах рабочего тела (от комнатной до 350°C). Результаты проведенных исследований представлены на рис.1 для сенсоров на основе структур поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ППd и поликорПWO₃·SnO₂(1:9)ППd в виде зависимостей чувствительности $R_{\text{воздух}}/R_{\text{газ}}$ от температуры рабочего тела. Как видно, ощутимая чувствительность к водороду у исследуемых сенсоров появляется уже при температуре рабочего тела 100°C, а к парам спирта – при 150°C. Максимальная чувствительность как для сенсоров на основе структуры поликорПWO₃·SnO₂(1:9)ППd, так и для сенсоров на основе структуры поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ППd наблюдается при 300°C. Уменьшение чувствительности исследуемых сенсоров при температурах рабочего тела выше 300°C в обоих случаях, вероятно, можно объяснить тем, что при этих температурах скорость десорбции воздействующего газа превышает скорость его адсорбции. Поскольку для обеих исследуемых структур наибольшая чувствительность достигается при 300°C, дальнейшие измерения чувствительности сенсоров проводились только при этой температуре.

На рис.2 приведены результаты измерений чувствительности сенсоров на основе структур поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ППd и поликорПWO₃·SnO₂(1:9)ППd при воздействии различных концентраций водорода. Как видно, обе структуры проявляют чувствительность к водороду, начиная с его концентрации 100 ppm. Чувствительность сенсоров на основе структуры поликорПМСУНТ·

·SnO₂(1:66)PPd к водороду приблизительно в 20 раз больше, чем у сенсоров на основе структуры поликорPWО₃·SnO₂(1:9)PPd. Однако, чувствительность сенсора на основе структуры поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)PPd к водороду “насыщается”, начиная с его концентрации 3000 ppm. Подобного “насыщения” чувствительности для сенсоров на основе структуры поликорPWО₃·SnO₂(1:9)PPd не наблюдается, с возрастанием концентрации действующего газа чувствительность сенсора монотонно возрастает. Необходимо отметить также, что исследуемые сенсоры характеризовались высоким быстродействием. Время отклика при воздействии водорода составляло 9 и 6 секунд, а время восстановления 11 и 20 секунд для сенсоров на основе структур поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)PPd и поликорPWО₃·SnO₂(1:9)PPd, соответственно.

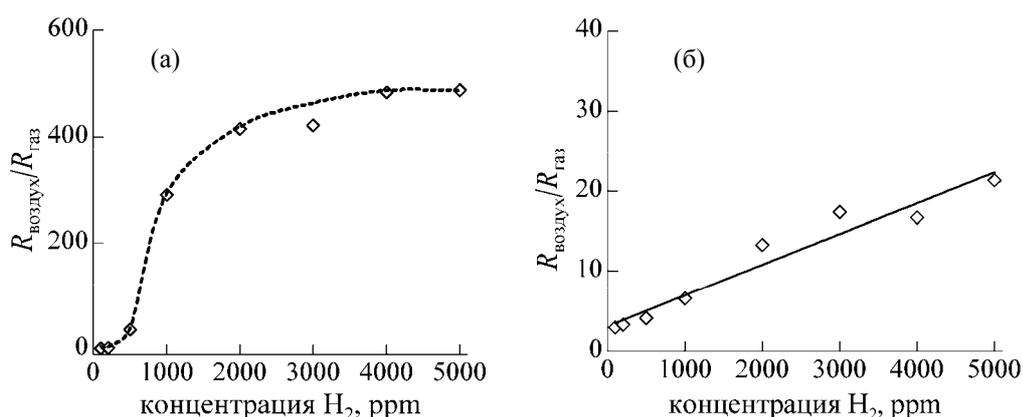


Рис.2. Зависимость чувствительности к водороду от его концентрации для сенсоров на основе структур поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)PPd (а) и поликорPWО₃·SnO₂(1:9)PPd (б). Температура рабочего тела 300°С.

Результаты аналогичных измерений чувствительности исследуемых сенсоров на основе структур поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)PPd и поликорPWО₃·SnO₂(1:9)PPd к парам спирта приведены на рис.3. Как видно, к парам спирта исследуемые структуры проявляют чувствительность, начиная с 400 ppm. Чувствительность к парам спирта сенсоров на основе структуры поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)PPd приблизительно в 30 раз больше, чем у сенсоров на основе структуры WO₃·SnO₂(1:9)PPd. Однако, как и в случае водорода, наблюдалось “насыщение” чувствительности к парам спирта структуры поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)PPd, начиная с их концентрации 1200 ppm. Чувствительность к парам спирта сенсоров на основе структуры WO₃·SnO₂(10:90вес.%)PPd монотонно возрастает с увеличением их концентрации. Время отклика при воздействии паров спирта составляло 11 и 7 минут, а время восстановления 8 и 15 секунд для сенсоров на основе структур поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)PPd и поликорPWО₃·SnO₂(1:9)PPd, соответственно. Большие времена отклика в случае паров спирта связаны с тем, что, как уже было указано, для получения их соответствующей концентрации в камеру помещается строго определенное количество жидкого спирта,

для испарения которого требуется некоторое время. Время отклика сенсора, рассчитанное с момента помещения в камеру жидкого спирта до момента достижения 90% максимальной чувствительности, включает в себя время, необходимое для полного испарения спирта.

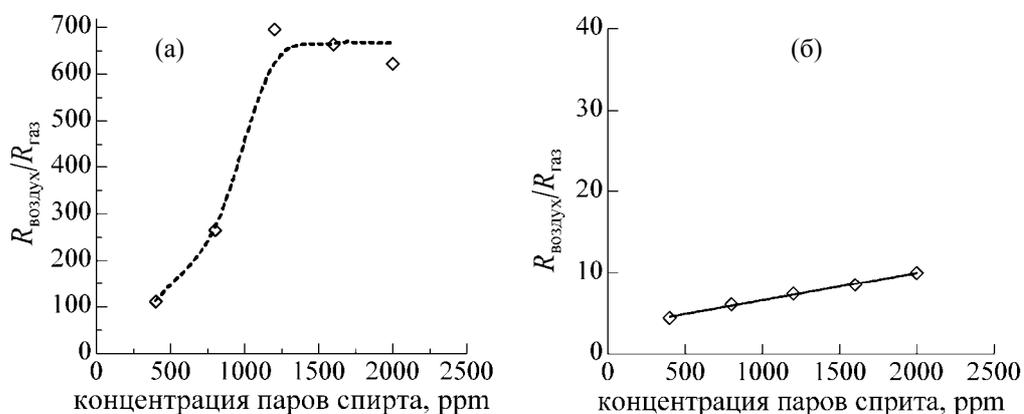


Рис.3. Зависимость чувствительности к парам спирта от их концентрации для сенсоров на основе структур поликор $\text{PMSUNT} \cdot \text{SnO}_2(1:66)\text{PPd}$ (а) и поликор $\text{PWO}_3 \cdot \text{SnO}_2(1:9)\text{PPd}$ (б). Температура рабочего тела 300°C .

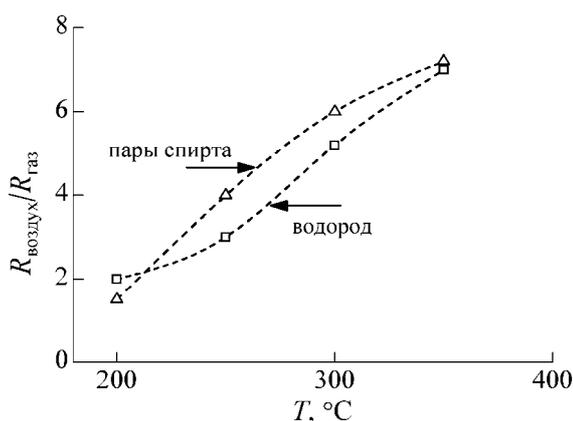


Рис.4. Зависимость чувствительности к водороду и парам спирта от температуры рабочего тела для сенсоров со структурой поликор $\text{PMSUNT} \cdot \text{SnO}_2(1:66)\text{PWO}_3 \cdot \text{SnO}_2(1:9)\text{PPd}$. Концентрация действующего газа 5000 ppm.

Была сделана попытка совмещения двух вышеуказанных структур с целью создания целостной газочувствительной системы на основе МСУНТ и металлоксидов. Как уже отмечалось, были изготовлены сенсоры на основе структуры поликор $\text{PMSUNT} \cdot \text{SnO}_2(1:66)\text{PWO}_3 \cdot \text{SnO}_2(1:9)\text{PPd}$. Проведенные исследования показали, что эти сенсоры также чувствительны только к водороду и парам спирта, при

этом чувствительность начинает проявляться при нагреве рабочего тела до 200°C и монотонно увеличивается с повышением его температуры (рис.4).

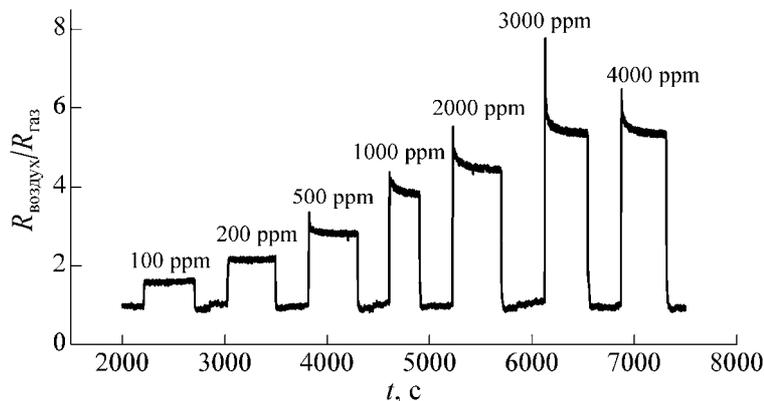


Рис.5. Зависимость чувствительности к водороду от его концентрации для сенсоров со структурой поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ПWO₃·SnO₂(1:9)ППd. Температура рабочего тела 300°C.

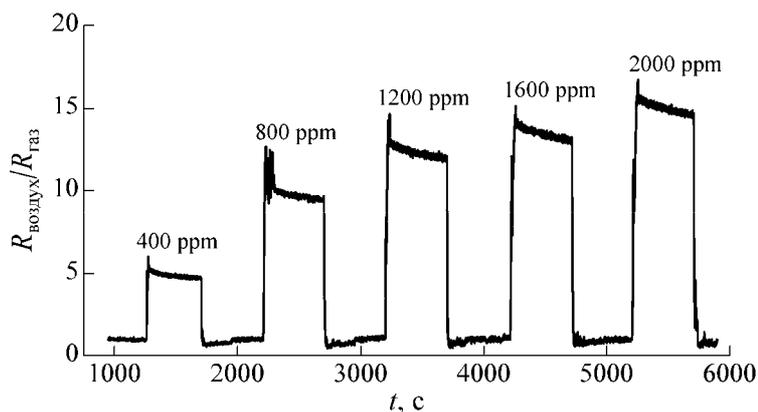


Рис.6. Зависимость чувствительности к парам спирта от их концентрации для сенсоров со структурой поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ПWO₃·SnO₂(1:9)ППd. Температура рабочего тела 300°C.

На рис.5 и 6 приведены результаты измерений чувствительности к водороду и парам спирта для сенсоров на основе структуры поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ПWO₃·SnO₂(1:9)ППd. Как видно из рис.5, чувствительность этих сенсоров к водороду при всех его концентрациях меньше, чем в случаях сенсоров на основе структур поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ППd и поликорПWO₃·SnO₂(1:9)ППd, причем, как и для структуры поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ППd, наблюдается тенденция “насыщения” чувствительности, начиная с концентрации водорода 3000 ppm.

Быстродействие сенсора в этом случае повысилось: время отклика составило 4 секунды, а время восстановления – 6 секунд.

Несколько иная картина наблюдается в случае паров спирта. Как видно из рис.6, чувствительность к парам спирта сенсоров со структурой поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ПWO₃·SnO₂(1:9)ППd меньше, чем чувствительность сенсоров со структурой поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ППd, но несколько выше, чем чувствительность сенсоров со структурой поликорПWO₃·SnO₂(1:9)ППd. Нужно отметить, однако, что наблюдаемое даже при концентрации 400 ppm изменение сопротивления сенсора в 5 раз вполне достаточно для регистрации сигнала, а монотонный рост чувствительности с увеличением концентрации паров спирта позволяет не только регистрировать их наличие в окружающем воздухе, но и с достаточно высокой точностью определять их концентрацию. Наблюдается также повышение быстродействия сенсора: время отклика составило 4 минуты, а время восстановления – 5 секунд.

4. Заключение

Проведены исследования разработанных нами газовых сенсоров. Методами магнетронного и электронно-лучевого напыления изготовлены резистивные тонкослойные сенсоры на основе многокомпонентных структур МСУНТ·SnO₂(1:66), WO₃·SnO₂(1:9) и МСУНТ·SnO₂(1:66)ПWO₃·SnO₂(1:9). Измерена чувствительность изготовленных сенсоров при различных температурах рабочего тела и различных концентрациях воздействующих газов (H₂, CH₄, C₄H₁₀ и пары C₂H₅OH). Исследуемые сенсоры проявили высокую чувствительность к водороду и парам спирта, имеют высокое быстродействие. Измерения показали, что сенсоры на основе структур поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ППd и поликорП ПWO₃·SnO₂(1:9)ППd проявляют чувствительность к водороду уже при 100°C, а к парам спирта – при 150°C, а у сенсоров на основе структуры поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ПWO₃·SnO₂(1:9)ППd заметный отклик в обоих случаях наблюдался при 200°C. Все изготовленные сенсоры проявляют чувствительность к водороду, начиная с его концентрации 100 ppm, а к парам спирта – с их концентрации 400 ppm. Исследования зависимости чувствительности сенсоров от концентрации воздействующего газа показали, что для сенсоров на основе поликорП ПМСУНТ·SnO₂(1:66)ППd имеет место эффект “насыщения” при высоких концентрациях водорода и паров спирта. Линейная зависимость чувствительности сенсоров на основе структуры поликорПМСУНТ·SnO₂(1:66)ПWO₃·SnO₂(1:9)ППd от концентрации паров спирта позволяет использовать его не только для установления наличия паров спирта, но также и для определения их концентрации. Отметим также, что для полного восстановления изготовленных сенсоров после прекращения воздействия газов никаких дополнительных действий не требуется.

Авторы признательны А.З. Адамяну за содействие при проведении измерений.

Работа выполнена в рамках проекта IZ73Z0 128037/1 в сотрудничестве со Швейцарией и Венгрией.

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.Kohl.** J. Phys. D: Appl. Phys., **34**, R125 (2001).
2. **I.Simon, N.Barsan, M.Bauer, U.Weimar.** Sensor Actuator B, **73**, 1 (2001).
3. **V.M.Aroutiounian.** Int. Sci. J. Alternative Energy Ecol., **43**, 11 (2006).
4. **V.M.Arakelyan, Kh.S.Martirosyan, V.E.Galstyan, G.E.Shahnazaryan, V.M.Aroutiounian.** Phys. Stat. Sol. (c), **4**, 2059 (2007).
5. **V.M.Aroutiounian.** Int. J. Hydrogen Energy, **32**, 1145 (2007).
6. **G.Korotcenkov.** Mater. Sci. Eng. R, **61**, 1 (2008).
7. **G.Korotcenkov.** Mater. Sci. Eng. B, **139**, 123 (2007).
8. **V.Aroutiounian.** Dekker Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology, Second Edition. New York, Taylor and Francis, 2012, pp.1-10.
9. **Q.Kuang, S.-F. Li, Z.-X. Xie, et al.** Carbon, **44**, 1166 (2006).
10. **C.Bittencourt, A.Felten, E.H.Espinosa, et al.** Sensor Actuator B, **115**, 33 (2006).
11. **M. Paradise, T. Goswami.** Mater. Design, **28**, 1477 (2007).
12. **D.Vairavapandian, P.Vichuchulada, M.D.Lay.** Anal. Chim. Acta, **626**, 119 (2008).
13. **C.Li, E.T.Thostenson, T.W. Chou.** Compos. Sci. Technol., **68**, 1227 (2008).
14. **A. Quershi, W.P.Kang, J.L.Davidson, Y.Gurbuz.** Diam. Relat. Mater., **18**, 1401 (2009).
15. **R. Leghrib, R. Pavelko, A. Felten, et al.** Sensor Actuator B, **145**, 411 (2010).
16. **X.Zhou, W.Q.Tian, X. L.Wang.** Sensor Actuator B, **151**, 56 (2010).
17. **X.Ren, C.Chen, M.Nagatsu, X.Wang.** Chem. Eng. J., **170**, 395 (2011).
18. **F.L.Meng, L.Zhang, Y.Jia, J.Y. Liu, et al.** Sensor Actuator B, **153**, 103 (2011).
19. **V.M.Aroutiounian, V.M.Arakelyan, E.A.Khachaturyan, G.E.Shahnazaryan, M.S. Aleksanyan, K.M.Gambaryan, E.Horvath, R.Smajda, L.Forro, A.Magrez.** Proc. of the 8th Intern. Conf. "Semiconductor Micro- and Nanoelectronics", Yerevan, Armenia, 2011, pp.14–18.
20. **V.M.Aroutiounian, V.M.Arakelyan, E.A.Khachaturyan, G.E.Shahnazaryan, M.S. Aleksanyan, L.Forro, A.Magrez, K.Hernadi, Z.Nemeth.** Sensor Actuator B, **173**, 890 (2012).
21. **V.M.Aroutiounian, V.M.Arakelyan, G.E.Shahnazaryan, E.A.Khachaturyan, M.S. Aleksanyan, L.Forro, A.Magrez, K.Hernadi, Z.Nemeth.** Proc. of the 14th Intern. Meeting on Chemical Sensors, Nuremberg, Germany, 2012, pp. 1068-1069.
22. **V.M.Aroutiounian, A.Z.Adamyan, E.A.Khachaturyan, Z.N.Adamyan, K.Hernadi, Z.Pallai, Z.Nemeth, L.Forro, A.Magrez, E.Horvath.** Sensor Actuator B, **177**, 308 (2013).
23. **V.M.Aroutiounian, V.M.Arakelyan, G.E.Shahnazaryan, V.E.Galstyan, K.D.Schierbaum, M.Elachhab.** Materials of the 7th Intern. Conf. Porous Semiconductors - Science and Technology, Valencia, Spain, 2010, pp.452–453.
24. **V.M.Aroutiounian, V.M.Arakelyan, G.E.Shahnazaryan, V.E.Galstyan, K.D.Schierbaum, M.Elachhab.** Proc. of the 8th Intern. Conf. "Semiconductor Micro- and Nanoelectronics", Yerevan, Armenia, pp. 105-108, 2011.
25. **A.Z.Adamyan, Z.N.Adamyan, V.M.Aroutiounian, A.H.Arakelyan, K.J.Touryan, J.A.Turner.** Int. J. Hydrogen Energy, **32**, 4101 (2007).
26. **T.T.Trinh, N.H.Tu, H.H.Le, K.Y.Ryu, K.B.Le, K.Pillai, J.Yi.** Sensor Actuator B, **152**, 73 (2011).
27. **S.Shukla, P.Zhang, H.J.Cho, Z.Rahman, C.Drake, S.Seal.** J. Appl. Phys., **98**, 104306 (2005).

ԱՆԱԳԻ ԵՐԿՕՔՍԻԴՈՎ ՍՈՂԻՖԻԿԱՑՎԱԾ ԲԱԶՄԱՊԱՏ ԱԾԽԱԾՆԱՅԻՆ
ՆԱՆՈՒՈՂՈՎԱԿՆԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ ԳԱԶԱՅԻՆ ՍԵՆՍՈՐՆԵՐ

Վ.Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Մ.Ս. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ռ.Վ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ,
Գ.Է. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,
Կ. ՀԵՐՆԱԴԻ, Զ. ՆԵՄԵԹ, Լ. ՖՈՌՌՈ

ԲՊԱՆԽ·SnO₂(1:66) նանոկոմպոզիտի, WO₃·SnO₂(1:9) կիսահաղորդչային միացության և ԲՊԱՆԽ·SnO₂(1:66)ՄWO₃·SnO₂(1:9) բազմակոմպոնենտ կառուցվածքի հիման վրա բարձրահա-ճախային մագնետրոնային և էլեկտրոնային փոշեցրման եղանակներով պատրաստվել են բարակթաղանթային գազային սենսորներ: Հետազոտված է պատրաստված սենսորների զգայունությունը այնպիսի գազերի նկատմամբ, ինչպիսիք են ջրածինը, մեթանը, բութանը և էթանոլի գոլորշիները: ԲՊԱՆԽ·SnO₂(1:66) և WO₃·SnO₂(1:9) հիման վրա պատրաստված սեն-սորները բանոդ մարմնի արդեն 100–150°C ջերմաստիճանից ցուցաբերում են զգալի զգայունություն ջրածնի և սպիրտի գոլորշիների նկատմամբ: ԲՊԱՆԽ·SnO₂(1:66)ՄWO₃·SnO₂(1:9) հիման վրա սենսորները կարող են օգտագործվել ջրածնի և էթանոլի գոլորշիների ցածր կոն-ցենտրացիաների հայտնաբերման համար, ընդ որում կառուցվածքի զգայունության միըն-թաց մեծացումը էթիլային սպիրտի գոլորշիների պարունակության աճին զուգընթաց թույլ է տալիս այս սենսորները օգտագործել նաև օդում նրանց կոնցենտրացիան արագ որոշելու համար:

GAS SENSORS MADE OF MULTIWALL CARBON NANOTUBES MODIFIED BY TIN DIOXIDE

V.M. ARAKELYAN, M.S. ALEKSANYAN, R.V. HOVHANNISYAN,
G.E. SHAHNAZARYAN, V.M. AROUTIOUNIAN, K. HERNADI,
Z. NEMETH, L. FORRO

Thin film gas sensors made of nanocomposite MWCNT·SnO₂(1:66), semiconductor compound WO₃·SnO₂(1:9), and also multicomponent structure MWCNT·SnO₂(1:66)Մ WO₃·SnO₂(1:9) have been made by high-frequency magnetron sputtering and electron-beam deposition methods. Sensitivity of the prepared sensor to influence of such gases as hydrogen, methane, butane, and also ethanol vapors was investigated. Sensors made of MWCNT·SnO₂(1:66) and WO₃·SnO₂(1:9) show appreciable sensitivity to hydrogen and spirit vapors already at working body temperature 100–150°C. Sensors made of MWCNT·SnO₂(1:66)ՄWO₃·SnO₂(1:9) can be used for detection of low concentrations of hydrogen and ethanol vapors; besides, monotonous increase in the structure sensitivity with increase in the spirit vapors content allows one to apply these sensors also for fast determination of their concentration in air.

УДК 621.315

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК АМОРФНОГО КРЕМНИЯ И *p-i-n* СТРУКТУР НА ИХ ОСНОВЕ

А.Л. МАРГАРЯН

Ереванский государственный университет, Армения
e-mail: marhakob@ysu.am

(Поступила в редакцию 21 декабря 2013 г.)

Разработана и собрана лабораторная установка для получения тонких пленок аморфного кремния и структур на их основе методом газофазной эпитаксии. Все рабочие процессы автоматизированы с помощью программного обеспечения в среде LabVIEW. Специально созданы программы и подпрограммы для поддержания с необходимой точностью соответствующей температуры, управления регулятором потока газа, а также для контроля вакуумных клапанов. Изготовлены тонкие пленки гидрогенизированного аморфного кремния *n*-, *p*-, а также *i*-типов различной толщины и тестовая *p-i-n* структура. Исследованы спектры пропускания и фотопроводимости полученных образцов.

1. Введение

В связи с уменьшением размеров полупроводниковых элементов и повышением степени их интеграции на ведущие позиции при формировании функциональных слоев микросхем выходит технология газофазной эпитаксии (ГФЭ) [1]. Сегодня ГФЭ является самой высокоэффективной технологией в микроэлектронике не только на основе кремния и кремния на диэлектрике, но и сплавов SiGe и полупроводниковых соединений (например, AlGaAs и других A_3B_5 полупроводников), в том числе функционирующих в области высоких частот (1–100 ГГц). Даже волоконно-оптические кабели, передающие оптические компоненты коммуникационной сети, изготавливают методом ГФЭ для получения желаемого профиля показателя преломления. Оптоэлектронный материал, выращенный методом ГФЭ, имеет множество применений вне отрасли коммуникации, например, светоизлучающие диоды [2].

Одной из важных проблем современной твердотельной электроники является получение датчиков света, обладающих высокой чувствительностью в области ультрафиолетового и видимого излучений. Используемые обычно для этих целей монокристаллические широкозонные полупроводники, такие как SiC и GaP, обладают достаточно высокой стоимостью, что оправдано в прецизионных сенсорах, но неприемлемо при широкомасштабном их применении. Компромисс между стоимостью и электрофизическими параметрами может быть найден при использовании такого материала как аморфный гидрогенизированный кремний (a-Si:H), также получаемый

методом ГФЭ. Установлено, что оптическое поглощение a-Si:H в 20 раз лучше, чем в монокристаллическом кремнии, а характер оптического поглощения напоминает характеристику кристалла с прямозонной структурой, имеющего ширину запрещенной зоны 1.6–1.7 эВ [3]. К тому же в пленках a-Si:H реализуется эффект ударной ионизации, чем обусловлена их высокая фоточувствительность в области ультрафиолетового излучения [4].

Другим наиболее популярным применением ГФЭ является получение пленок искусственных алмазов, что обусловлено уникальными характеристиками алмазоподобного углерода, такими как рекордно высокая твердость, наивысший модуль упругости, наименьший коэффициент теплового расширения при комнатной температуре, оптическая прозрачность в широком спектральном диапазоне, химическая и радиационная стойкость, высокая подвижность основных носителей и т.д.

В настоящее время имеются многочисленные примеры опытно-конструкторских разработок приборов на основе алмаза, выращенного с помощью ГФЭ, например, солнечно-слепых датчиков ультрафиолетового излучения, датчиков рентгеновского, α , β , γ излучений, датчиков высокоэнергетических частиц, высоковольтных диодов Шоттки, полевых транзисторов. Следует особо подчеркнуть, что только с развитием технологии ГФЭ стало возможным массовое производство ЖК мониторов.

Сегодня метод ГФЭ используется также при получении наноматериалов, таких как фуллерены [5], углеродные нанотрубки [6] и графен [7].

В настоящее время на рынке солнечных элементов доминируют приборы на основе монокристаллического кремния, но высокая стоимость последнего приводит к быстрому развитию технологий, использующих аморфный кремний (a-Si). Помимо снижения стоимости приборов, использование a-Si приводит к уменьшению толщины солнечных элементов, их веса и расхода материалов за счет более тонких элементов и их высокого поглощения излучения Солнца. Тем не менее, эффективность солнечных элементов на основе a-Si довольно низка по сравнению с кристаллическим. Эффективность элементов на основе аморфного кремния можно повысить, используя, в частности, полупроводниковые нанокристаллы.

2. Описание установки и эксперимент

В Центре полупроводниковых приборов и нанотехнологий Ереванского государственного университета (Армения) разработана и собрана лабораторная установка для получения тонких пленок аморфного кремния и структур на их основе методом газофазной эпитаксии.

Схема разработанной установки приведена на рис.1. Установка состоит из трех основных частей – реактора, вакуумной системы и системы распределения газов. Реактор представляет собой вакуумную камеру, в которой расположены высокочастотные (ВЧ) электроды и подложкодержатель с нагревателем. Имеются смотровые окна и специальные патрубки для подачи и откачки технологических газов. Реактор снабжен также рубашкой водяного охлаждения. Вакуумная система состоит из форвакуумного и турбомолекулярного насосов, предназначенных для обеспечения

высокого вакуума в реакторе, а также насоса Рутса, с помощью которого осуществляется откачка отработавших газов из рабочей камеры. Система газораспределения состоит из емкостей для хранения газов с соответствующими редукторами, газовых труб, системы клапанов, газгольдеров для приготовления необходимых газовых смесей, а также двух программируемых регуляторов потока газа. Контроль над давлением аккумулированного газа осуществляется с помощью цифровых датчиков. Все рабочие процессы автоматизированы с помощью программного обеспечения в среде LabVIEW.

Контроль температуры высокочастотных электродов осуществляется с помощью специально созданной программы, обеспечивающей ШИМ (широтно-импульсная модуляция)-контроль для поддержания с необходимой точностью соответствующей температуры. Разработана подпрограмма для управления регулятором потока газа в соответствии с протоколом Flow Bus, а также создана программа контроля вакуумных клапанов (рис.1). Интерфейс позволяет устанавливать и контролировать температуру электродов, расход технологических газов, давление в газгольдере и вакуум в реакторе.

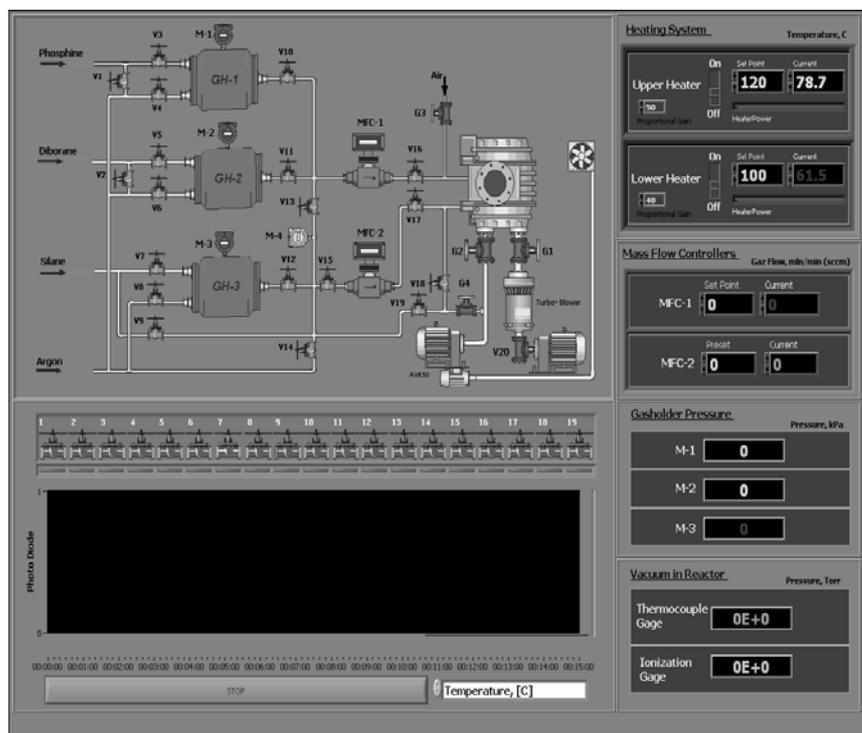


Рис.1. Схема разработанного устройства и интерфейс программного обеспечения для управления технологическим процессом.

В качестве пилотных образцов были изготовлены тонкие пленки гидрогенизированного аморфного кремния *p*-, *n*- и *i*-типов. Изготовлена также тестовая *p-i-n* структура. Нанесение пленок проводилось с использованием стандартной диодной

схемы плазмохимического осаждения из газовой фазы (PE CVD – plasma enhanced chemical vapor deposition). Высокочастотное напряжение прикладывалось к одному из электродов, а подложка находилась на втором электроде, который был заземлен. Пленки осаждались на стеклянные подложки. Для контроля толщины пленки в процессе роста использовалась методика лазерной интерферометрии при угловом падении луча на подложку.

Параметры технологического процесса следующие – давление рабочей газовой смеси в реакторе – 0.1 Торр, температура подложки – 300°C, удельная мощность высокочастотной плазмы 0.3–1 Вт/см², частота – 13.56 МГц. Для получения пленок а-Si:H использовалась 10% смесь силана в аргоне, расход рабочей смеси составлял 10 ст.см³/мин (стандартный кубический сантиметр в минуту). Для получения пленок *p*-типа в рабочую камеру из двух газгольдеров через отдельные регуляторы расхода газа подавались 1% смесь диборана (B₂H₆) в аргоне и 10% смесь силана (SiH₄). Расходы рабочих смесей составляли 1.5 ст.см³/мин и 15 ст.см³/мин, соответственно. Для получения пленок *n*-типа вместо диборана использовалась 1% смесь фосфина (PH₃) в аргоне (при тех же расходах рабочих газов).

Для тестирования изготовленной установки и опробования технологии была изготовлена пленка аморфного кремния толщиной 1200 нм и измерены спектры пропускания и фотопроводимости полученного образца. Результаты измерений приведены на рис.2.

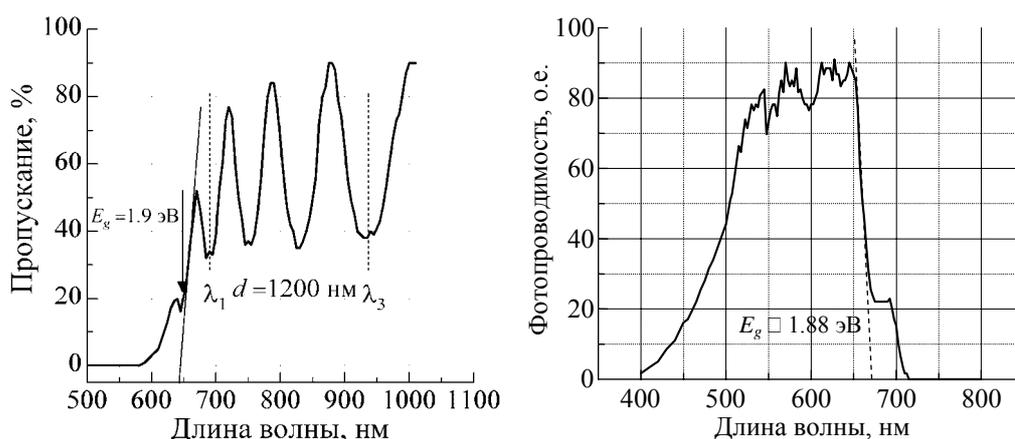


Рис.2. Спектры пропускания и фотопроводимости пленок а-Si:H.

На спектре пропускания видны характерные интерференционные осцилляции, из которых была оценена толщина пленки, согласно формуле $d = \lambda_p \lambda_q (p - q) / 2n(\lambda_p - \lambda_q)$, где n – коэффициент преломления, p и q – номера соответствующих осцилляций, λ_p и λ_q – длины волн данных осцилляций. Ширина запрещенной зоны полученной полупроводниковой пленки определялась по спаду длинноволнового края спектра фотопроводимости и составляла 1.88 эВ.

Для отработки технологического процесса были изготовлены тонкие пленки гидрогенизированного аморфного кремния *n*-, *p*-, а также *i*-типов различной толщины.

При этом все параметры технологического процесса поддерживались постоянными, изменялось только время осаждения пленок. На рис.3 приведены зависимости толщины пленок от времени осаждения. Для всех типов пленок скорость роста постоянна и при данных технологических режимах в среднем составляет $12 \text{ нм} \cdot \text{мин}^{-1}$.

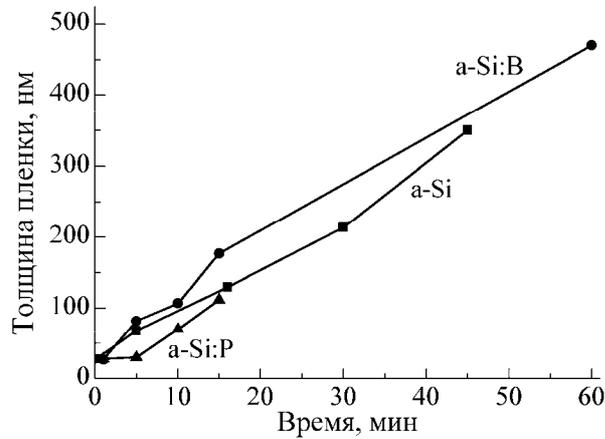


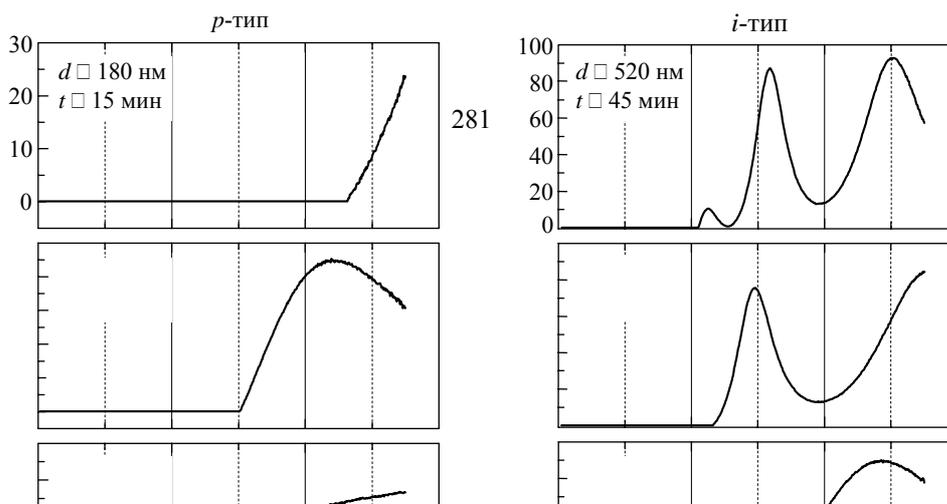
Рис.3. Зависимости толщины пленок от времени осаждения.

Тип проводимости, удельное сопротивление, а также концентрация и подвижность носителей заряда были определены с помощью стандартных методов измерения электрофизических параметров. Результаты этих измерений для всех типов пленок, выращенных в течение 10 мин, приведены в таблице.

Образец	<i>i</i> -a-Si:H	<i>p</i> -a-Si:H	<i>n</i> -a-Si:H
Концентрация неравновесных носителей заряда	10^{13}	10^{14}	10^{14}
Подвижность носителей заряда, $\text{см}^2 \cdot \text{В} \cdot \text{с}^{-1}$	50	550	700
Удельное сопротивление пленки, Ом см	550	65	11

С целью определения оптимальной толщины пленок для изготовления *p-i-n* структуры были исследованы спектры пропускания *p*-, *i*-, *n*- пленок при различных толщинах (рис.4). Как следует из рисунка, пленки *p*-типа прозрачны в видимой области спектра только при малых толщинах, тогда как пленки *i*- и *n*-типов практически не поглощают видимый свет независимо от их толщины. Лишь при больших толщинах наблюдается интерференционное гашение.

С целью обеспечения оптического окна и для исключения интерференционного гашения толщина *p*- и *n*-типа пленок выбиралась минимальной (0–12 нм и 20–30 нм, соответственно).



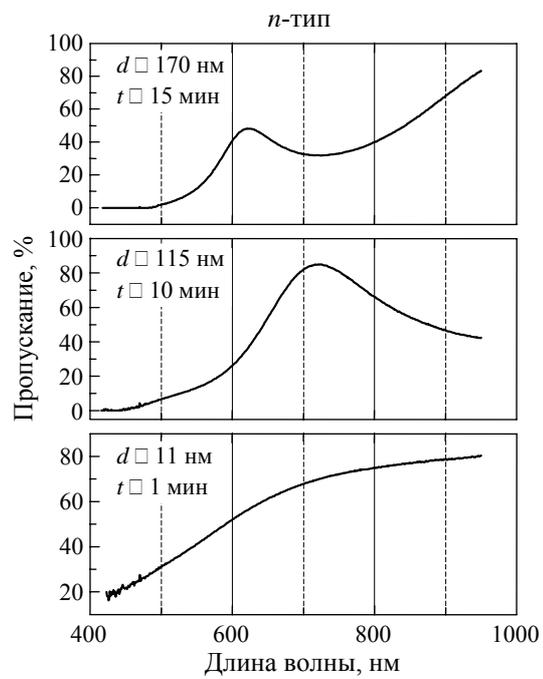


Рис.4. Спектры пропускания пленок a-Si:H *p*-, *i*-, *n*-типа при различных толщинах.

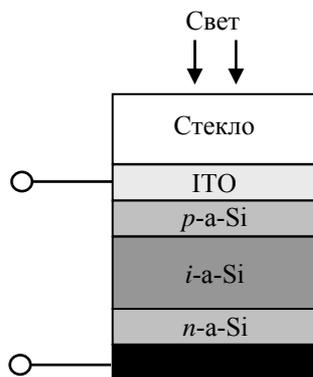


Рис.5. Схематическое изображение $p-i-n$ структуры.

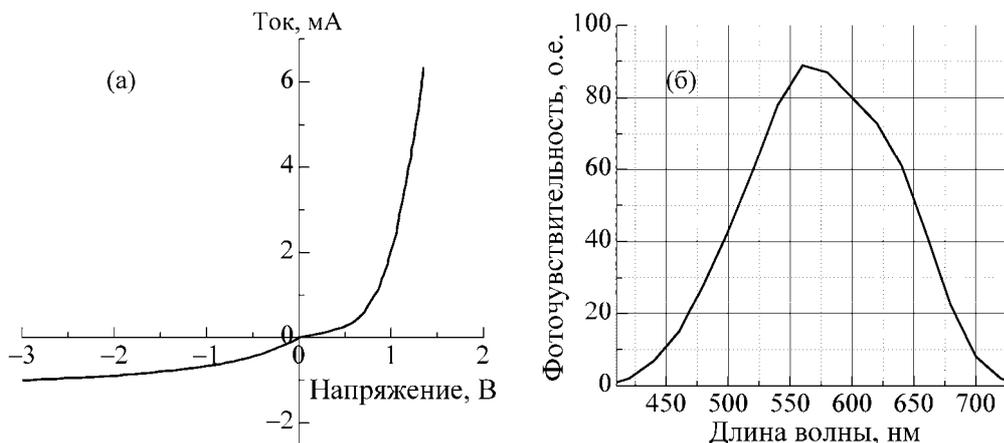


Рис.6. Вольтамперная характеристика (а) и спектральная чувствительность (б) полученной $p-i-n$ структуры.

Для обеспечения эффективного поглощения толщина i -области выбиралась на порядок больше (280–300 нм). Схематическое изображение диодной $p-i-n$ структуры приведено на рис.5. Структура осаждалась на стеклянной подложке с прозрачным токопроводящим покрытием (ИТО – оксиды индия и олова), которое служило фронтальным контактом, а для тылового контакта наносилась двухслойная Cr-Si металлизация методом термического осаждения. Были исследованы вольтамперная характеристика и спектральная чувствительность полученной структуры (рис.6а,б соответственно). Как видно из рисунков, структура имеет выпрямляющую характеристику и светочувствительность в видимой области спектра. Очевидно, что при оптимизации структурных, электрофизических и оптических параметров полученные образцы могут служить в качестве фотосенсоров в видимой области, а также преобразователей солнечной энергии. Планируется разработать технологию получения нанокристаллического кремния, алмазоподобных пленок и графена.

3. Заключение

На разработанной установке газофазной эпитаксии получены тонкие пленки аморфного кремния различных типов и многослойные полупроводниковые структуры.

Исследования спектров пропускания изготовленных тонких пленок гидрогенизированного аморфного кремния n -, p -, i -типов различной толщины показали,

что пленки *p*-типа в видимой области спектра прозрачны только при малых толщинах, тогда как пленки *i*- и *n*-типов практически не поглощают видимый свет независимо от толщины. Определена зависимость толщины пленки от времени осаждения и установлено, что скорость роста одинакова для всех типов пленок и в среднем составляет 12 нм/мин. Изготовлена также диодная *p-i-n* структура, исследованы ее вольтамперная характеристика и спектральная чувствительность.

При оптимизации структурных, электрофизических и оптических параметров полученные образцы могут служить в качестве фотосенсоров в видимой области, а также преобразователей солнечной энергии.

Данная работа выполнена в рамках проекта А-1484 Международного научно-технического центра.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.Киреев, А.Столяров.** Технология микроэлектроники. Химическое осаждение из газовой фазы. М., Техносфера, 2006.
2. **J.R.Creighton, P.Но.** Introduction to Chemical Vapor Deposition (CVD). ASM International, 2001.
3. **А.Меден, М.Шо.** Физика и применение аморфных полупроводников. М., Мир, 1991.
4. **В.А.Васильев, М.М.Мездругина, Е.И. Теруков и др.** Письма в ЖТФ, **16**, 47 (1990).
5. **L.Chow, H.Wang, S.Kleckley, T.K.Daly, P.R.Buseck.** Appl. Phys. Lett., **66**, 4 (1995).
6. **S.Bhaviripudi, E.Mile, et al.** J. Am. Chem. Soc., **129**, 6 (2007).
7. **M.Bronikowski, H.Manohara.** NASA Tech Briefs, www.techbriefs.com/content/view/2992/34, 2008.

PREPARATION AND INVESTIGATION OF AMORPHOUS SILICON THIN FILMS AND *p-i-n* STRUCTURES ON THEIR BASE

H.L. MARGARYAN

A laboratory setup for preparation of amorphous silicon thin films and structures on their base by chemical vapor deposition (CVD) has been developed and assembled. All the operating processes were automated by software in LabVIEW media. Special programs and subprograms were created to maintain the corresponding temperature with a necessary accuracy, to control the gas flow controller, as well as to control the vacuum valves. Amorphous silicon thin films of *n*-, *p*- and *i*-types, as well as a test *p-i-n* structure were made. Transmission and photoconductivity spectra of the obtained samples were investigated.

УДК 548.732

ЗАВИСИМОСТЬ РЕНГЕНОДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН ОТ ПЕРВИЧНОГО ПАДАЮЩЕГО ПУЧКА

Л.Г. ГАСПАРЯН, В.П. МКРТЧЯН*

Ереванский государственный университет, Армения

*e-mail: vmkrtchyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 14 августа 2012 г.)

В зависимости от коллимации первичного падающего пучка исследованы рентгенодифракционные картины, полученные от плоскопараллельной кристаллической пластины со сферическим углублением и от клинообразного кристалла. Показано, что при падающем лентообразном пучке секционные топограммы, полученные от клинообразного кристалла, имеют вид V-образных или прямых полос в зависимости от ориентации отражающих плоскостей относительно поверхности лентообразного пучка рентгеновских лучей. При широком параллельном и асимметрично отраженном широком монохроматизированном пучках от клинообразных кристаллов получают параллельные полосы, а от плоскопараллельных кристаллических пластин со сферическим углублением получают круговые полосы. При лентообразном первичном пучке, в результате сканирования кристалла со сферическим углублением и рентгеновской пленки, V-образные картины принимают вид круговых полос.

Одной из основных задач рентгеновской дифракционной диагностики несовершенств кристаллов является интерпретация полученных рентгенодифракционных изображений этих несовершенств. Однозначная интерпретация зарегистрированных изображений дефектов и распределений интенсивностей интерференционных полей в общем случае является сложной задачей. Сложность обусловлена тем, что изображения дефектов и картина распределения интенсивности интерференционных полей зависят от многих факторов, в том числе и от параметров первичного пучка (коллимации) и метода регистрации (см. работы [1-7]).

Для однозначной интерпретации рентгеновских интерференционных и дифракционных картин очень важно детальное исследование распределения фаз и постоянство их распределения по времени на входной поверхности облучаемого кристалла. Наблюдаемая интерференционная картина получается только в том случае, когда разность фаз между суперпозирующими волнами остается во времени постоянной. В связи с этим было бы точнее определять фронт волны не как поверхность постоянных фаз и амплитуд (в вакууме), а как одинаковых фаз: во всех точках фронта фазы со временем меняются, но

меняются одинаково – во всех точках фронта в данный момент фазы имеют одинаковые значения.

Облучение кристалла или его части считается когерентным, если разность фаз волн между точками облучаемого объема со временем не меняется. В случае точечного источника когерентность облучения имеет место только в той части облучаемого объема, все точки которой облучаются одним и тем же углом характеристического излучения или его частями. Таким образом, размеры когерентно облученной области не больше размеров одного облучающего угла.

В случае характеристического излучения совокупности атомов небольшого объема (когда можно пренебречь пространственной некогерентностью) размеры когерентно облучаемой части кристалла определяются размерами группы одновременно облучаемых одинаковых углов.

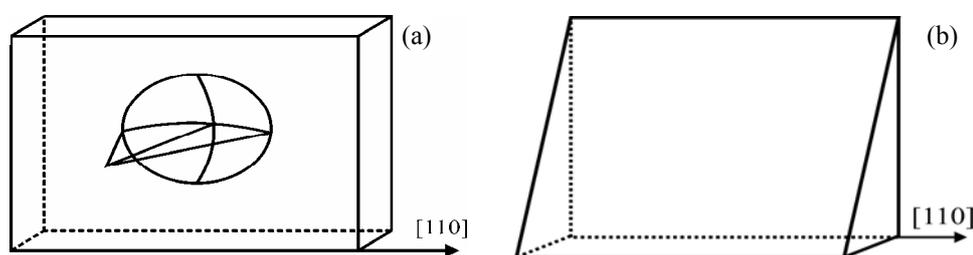


Рис.1. Образец со сферическим углублением (а) и клинообразный образец (b).

Рассмотрим, как зависят рентгенодифракционные картины от коллимации первичного падающего пучка и формы (параметров) кристаллического образца. В данной работе ограничимся исследованием рентгенодифракционных картин, полученных от сферического сегментообразного и клинообразного кристаллов (рис.1), в зависимости от коллимации первичного падающего пучка. Нами были использованы 3 вида первичного падающего пучка – узкий лентообразный, полученный последовательным прохождением излучения через две узкие параллельно вставленные щели; плоскопараллельный монохроматический широкий пучок, полученный крайне асимметричным отражением от совершенного кристалла (см. рис.2); широкий параллельный пучок, полученный последовательным прохождением излучения через две широкие щели, вставленные на большом расстоянии друг от друга, параллельно линейному фокусу рентгеновской трубки.

Плоскопараллельный монохроматический пучок излучения MoK_α был получен по схеме, приведенной на рис.2. Пучок рентгеновских лучей от точечного источника, пройдя через две параллельно вставленные узкие щели S_1 и S_2 , падал на асимметричный монохроматор M_1 (кристалл кремния, отражающие плоскости 220). После отражения от монохроматора M_1 лучи,

после прохождения через узкую щель, падали на асимметричный монохроматор M_2 с теми же отражающими плоскостями. Для обоих монохроматоров параметр асимметрии b был равен 15. После двойного отражения пучок рентгеновских лучей падал на образец со сферическим углублением.

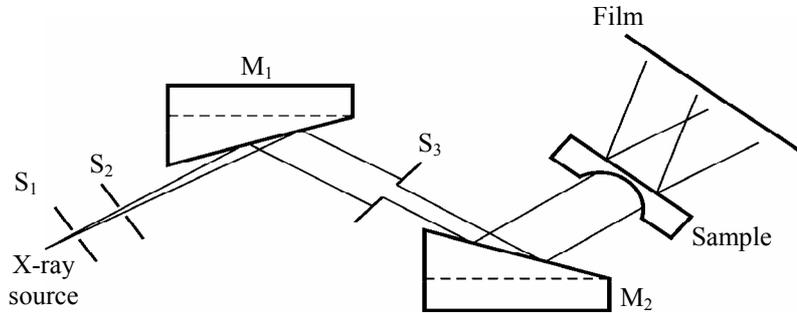


Рис.2. Схема эксперимента получения монохроматического пучка.

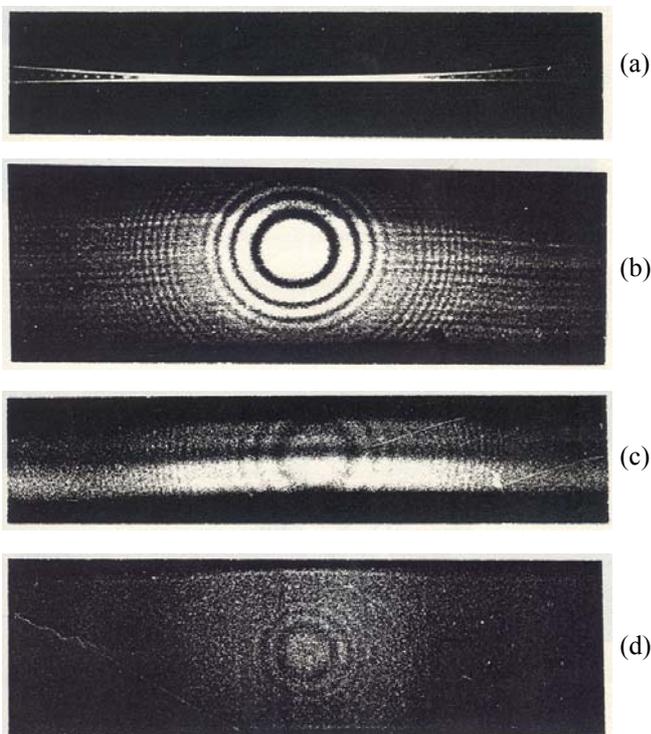


Рис.3. Секционные топограммы, полученные при падающем узком лентообразном пучке (a), плоскопараллельным монохроматическим пучком (b), широким параллельным пучком (c), узким лентообразным падающим пучком при непрерывном сканировании (d).

На рис.3 приведены рентгенодифракционные картины, полученные отражением (220) от сферических сегментов, изготовленных из кристалла кремния. Отражающие плоскости перпендикулярны к большой поверхности кристаллической пластины, на которой проделано сферическое углубление. При падающем лентообразном пучке от различных частей сегмента получаются маятниковые полосы (рис.3а).

На рис.3b и 3с приведены секционные топограммы, полученные широким плоским монохроматическим и широким параллельными пучками, соответственно.

Топограмма, приведенная на рис.3d, получена узким лентообразным падающим пучком, но уже при непрерывном сканировании.

Как показали опыты, в случае узкого лентообразного первичного пучка на секционных топограммах получены V-образные маятниковые полосы сферических волн (рис.3а), а в случаях плоскопараллельного монохроматического и широкого параллельного пучков получены круговые полосы (рис.3b и 3с). Как видно из этих рисунков, круговые полосы почти одинаковы, с одной лишь разницей, что разрешение (контраст) полос в случае плоского монохроматического пучка (рис.3b) лучше, чем в случае широкого параллельного пучка (что и следовало ожидать, см. рис.3с).

Как уже отмечалось, в случае сферического сегмента и лентообразного первичного пучка была получена и проекционная топограмма (сканирование), которая приведена на рис.3с. Из этого рисунка видно, что и в этом случае получаются круговые полосы с плохим контрастом. Ясно, что в последнем случае круговые полосы являются геометрическим местом вершин V-образных полос, полученных на секционных топограммах (рис.3а).

На рис.4 приведены рентгенограммы отражения (220), полученные от клинообразного кристалла кремния при его облучении вышеперечисленными пучками трех видов. Если отражающие плоскости перпендикулярны к основанию клинообразного кристалла (см. рис.2), то при лентообразном первичном пучке получаются V-образные маятниковые полосы сферических волн (рис.4).



Рис.4. V-образные маятниковые полосы сферических волн.

При плоскопараллельном монохроматическом и широком параллельном пучках получаются семейства параллельных полос (рис.5), которые почти не отличаются друг от друга, за исключением контраста – в первом случае контраст лучше.

Для того же клинообразного кристалла и узкого лентообразного первичного пучка была получена также и проекционная топограмма (сканирование), которая приведена на рис.6. Как видно из этого рисунка, при сканировании получают семейства параллельных полос, которые являются геометрическим местом вершин V-образных маятниковых полос.

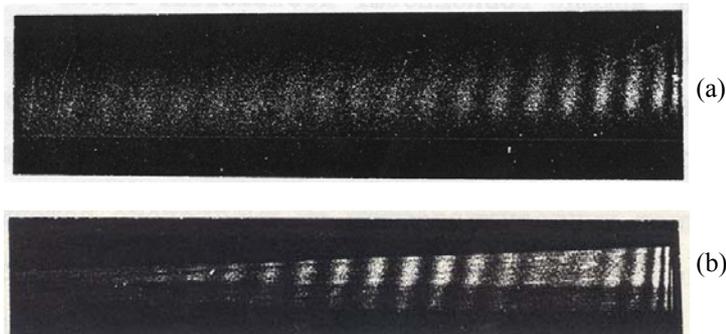


Рис.5. Рентгенограмма, полученная широким плоскопараллельным монокроматическим пучком (а) и широким параллельным пучком (б).



Рис.6. Топограмма, полученная узким лентообразным падающим пучком при непрерывном сканировании.

Из полученных в работе результатов можно сделать следующие основные выводы.

1. Как показали экспериментальные исследования, рентгеновские дифракционные картины существенно зависят от параметров первичного пучка, формы кристалла, ориентации отражающих плоскостей относительно поверхности входа и выхода и относительно данного первичного пучка, и от метода регистрации (секционные и проекционные топограммы). Поэтому для однозначной интерпретации полученных от кристаллов дифракционных картин и для повышения эффективности рентгеновских исследований крайне необходимо детальное исследование характера указанных зависимостей.

2. Для получения картины структурных несовершенств от большого объема кристалла часто прибегают к сканированию кристалла вместе с рентгеновской пленкой относительно первичного пучка – из секционной топограммы получают проекционную топограмму. Однако проекционная топограмма часто искажает истинную картину несовершенств кристаллов и затрудняет однозначную интерпретацию их дифракционных изображений. Для обеспечения однозначной интерпретации дифракционных изображений

чения однозначной интерпретации дифракционных изображений необходимо произвести пошаговое сканирование.

3. Как показано выше, широкие параллельные пучки, полученные с помощью двух широких щелей, отстоящих друг от друга на большое расстояние, и широкие монохроматизированные пучки, полученные с помощью крайне асимметричных отражений, дают почти одинаковые дифракционные картины. Поэтому во избежание трудностей при монохроматизации и ослабления интенсивности первичного пучка предпочтительнее пользоваться широким параллельным пучком.

ЛИТЕРАТУРА

1. **U.Bonse, W.Graeff.** X-ray and Neutron Interferometry – Topics in Applied Physics, **22**, X-ray Optics, Applications to Solids, p.93 (1977).
2. **R.W.James.** Solid State Phys., **15**, 53 (1983).
3. **З.Г.Пинскер.** Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. М., Наука, 1974.
4. **T.Ishikawa, S.Kikuta, K.Kohra.** J. Appl. Phys., **24**, L559 (1985).
5. **T.Fukamachi, R.Negishi, S.Zhou, Xu.T.Kawamura, I.Matsumoto, T.Sakamaki, T.Nakajima.** J. Appl. Cryst., **31**, 351 (1998).
6. **T.Fukamachi, R.Negishi, S.Zhou, M.Yoshizava, T.Kawamura.** Acta Cryst. A, **58**, 552 (2002).
7. **T.Fukamachi, R.Negishi, S.Zhou, M.Yoshizava, I.Matsumoto, T.Kawamura.** Jpn. J. Appl. Phys., **43**, 5365 (2004).

ՌԵՆՏԳԵՆԱԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ՊԱՏԿԵՐՆԵՐԻ ԿԱՍՈՒՄԸ ԱՌԱՋՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻՑ

Լ.Գ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Վ.Պ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ

Առաջնային փնջի պարամետրերից կախված հետազոտված են սեպաձև բյուրեղից և գնդային փորվածքով բյուրեղային թիթեղից ստացված ռենտգենադիֆրակցիոն պատկերները: Ցույց է տրված, որ ընկնող ժապավենաձև փնջի դեպքում այդ նմուշներից ստացված սեկցիոն պատկերներն ունեն V-աձև շերտերի կամ ուղղաձիգ գծերի ձև՝ կախված անդրադարձնող հարթությունների կողմնորոշումից ընկնող ռենտգենյան փնջի մեծ մակերևույթի նկատմամբ: Լայն հարթ զուգահեռ փնջի դեպքում սեպաձև բյուրեղից ստացվում են զուգահեռ գծեր, իսկ գնդաձև փորվածք ունեցողից՝ կլոր գծեր: Ժապավենաձև առաջնային փնջի դեպքում բյուրեղի և ռենտգենյան ժապավենի հետադարձ-համընթաց շարժման պայմաններում V-աձև շերտերը դառնում են շրջանագծեր:

DEPENDENCE OF X-RAY DIFFRACTION PATTERNS ON THE PARAMETERS OF PRIMARY INCIDENT BEAM

L.G. GASPARYAN, V.P. MKRTCHYAN

X-ray diffraction patterns obtained from a plane-parallel crystalline plate with a spherical cavity and from a wedge-shaped crystal have been investigated depending on the collimation of the primary incident beam. It is shown that in the case of ribbon-like incident beam the sectional topograms obtained from the wedge-shaped crystal have the forms of V-shaped or straight fringes depending on the orientation of reflecting planes relative to the surface of the X-ray ribbon-like

beam. In the case of a wide parallel beam or an asymmetrically reflected wide monochromatic beam the parallel fringes are obtained from the wedge-shaped crystals, and the circular fringes are obtained from the plane-parallel crystalline plates with a spherical cavity. For the primary ribbon-like beam the V-shaped patterns acquire the form of circular fringes as a result of scanning the crystal with a spherical cavity and the X-ray film.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Է.Ա. Գազազյան, Ա.Դ. Գազազյան, Վ.Օ. Չալտիկյան. «Մութ» ու «պայծառ» պոլյարի-տոնները պիսո՛ մարմիններում էքսիտոնային ռեզոնանսների առկայությամբ	227
Ա.Ռ. Մկրտչյան, Ա.Յ. Մկրտչյան, Լ.Շ. Գրիգորյան, Ա.Ա. Սահարյան, Յ.Ա. Ասլանյան, Է.Ս. Հարությունյան, Ս.Պ. Թառոյան, Վ.Յ. Նիկողոսյան, Վ.Ռ. Քոչարյան, Գ.Ա. Այվազյան, Վ.Վ. Նալբանդյան, Տ.Գ. Դովլաթյան, Ա.Ե. Մովսիսյան, Է.Ա. Մկրտչյան, Յ.Ռ. Մուրադյան, Ս.Ա. Միրաքյան, Ա.Յ. Ասլանյան. Պիեզոէլեկտրիկ մոնոբյուրոններում 20 ՄԷՎ էներգիայով էլեկտրոնների ճառագայթումը արտաքին ակուստիկ դաշտի ազդեցության տակ	236
Ա.Ռ. Մկրտչյան, Է.Ա. Մկրտչյան. Ակուստիկ տատանումների ազդեցությունը էլեկտրոնների կոհերենտ արգելակային ճառագայթման վրա	242
Է.Ա. Մկրտչյան. Ակուստիկ ալիքների ազդեցությունը 20 ՄԷՎ էներգիայով էլեկտրոնների կոհերենտ արգելակային ճառագայթման վրա	247
Վ.Ա. Հարությունյան, Վ.Ա. Գասպարյան, Է.Ս. Ղազարյան, Յ.Ա. Սարգսյան. Էլեկտրոնային ել խոռոչային վիճակները InSb նեղգոտիական կիսահաղորդչային թաղանթում արտաքին համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտի առկայությամբ	251
Վ.Մ. Առաքելյան, Մ.Ս. Ալեքսանյան, Ռ.Վ. Հովհաննիսյան, Գ.Է. Շահնազարյան, Վ.Մ. Հարությունյան, Կ. Հերնադի, Չ. Նեմեթ, Լ. Ֆորո. Անագի երկօքսիդով մոդիֆիկացված բազմապատ ածխածնային նանոխողովակների հիման վրա գա-գային սենսորներ	266
Հ.Լ. Մարգարյան. Ամորֆ սիլիցիումի բարակ թաղանթների ել դրանց հիման վրա <i>p-i-n</i> կառուցվածքների ստացումն ու հետազոտումը	277
Լ.Գ. Գասպարյան, Վ.Պ. Մկրտչյան. Ռենտգենադիֆրակցիոն պատկերների կախումը առաջնային փնջի պարամետրերից	285

CONTENTS

E.A. Gazazyan, A.D. Gazazyan, V.O. Chaltskyan. Dark and bright polaritons in solids in the presence of excitonic resonances	227
A.R. Mkrtychyan, A.H. Mkrtychyan, L.Sh. Grigoryan, A.A. Saharian, H.A. Aslanyan, E.M. Harutyunyan, S.P. Taroyan, V.C. Nikogosyan, V.R. Kocharyan, G.A. Aivazyan, V.V. Nalbandyan, T.G. Dovlatyan, A.E. Movsisyan, E.A. Mkrtychyan, H.R. Muradyan, S.A. Mirakyan, A.H. Aslanyan. Radiation from 20 MeV electrons in piezoelectric single crystals in the presence of external acoustic fields.....	236
A.R. Mkrtychyan, E.A. Mkrtychyan. Influence of acoustic oscillations on coherent bremsstrahlung of electrons	242
E.A. Mkrtychyan. Influence of acoustic waves on coherent bremsstrahlung from 20 MeV electrons	247
V.A. Harutyunyan, V.A. Gasparyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan. Electron and hole states in a narrow-band semiconductor InSb film in the presence of uniform electrostatic field	251
V.M. Arakelyan, M.S. Aleksanyan, R.V. Hovhannisyanyan, G.E. Shahnazaryan, V.M. Aroutiounian, K. Hernadi, Z. Nemeth, L. Forro. Gas sensors made of multi-wall carbon nanotubes modified by tin dioxide	266
H.L. Margaryan. Preparation and investigation of amorphous silicon thin films and <i>p-i-n</i> structures on their base	277
L.G. Gasparyan, V.P. Mkrtychyan. Dependence of X-ray diffraction patterns on the parameters of primary incident beam	285

СОДЕРЖАНИЕ

Э.А. Газазян, А.Д. Газазян, В.О. Чалтыкян. «Темные» и «светлые» поляритоны в твердых телах при наличии экситонных резонансов	227
А.Р. Мкртчян, А.Г. Мкртчян, Л.Ш. Григорян, А.А. Саарян, А.А. Асланян, Э.М. Арутюнян, С.П. Тароян, В.Ц. Никогосян, В.Р. Кочарян, Г.А. Айвазян, В.В. Налбандян, Т.Г. Довлатян, А.Е. Мовсисян, Э.А. Мкртчян, О.Р. Мурадян, С.А. Миракян, А.А. Асланян. Излучение электронов с энергией 20 МэВ в пьезоэлектрических монокристаллах при наличии внешних акустических полей.....	236
А.Р. Мкртчян, Э.А. Мкртчян. Воздействие акустических колебаний на когерентное тормозное излучение электронов	242
Э.А. Мкртчян. Воздействие акустических волн на когерентное тормозное излучение электронов с энергией 20 МэВ	247
В.А. Арутюнян, В.А. Гаспарян, Э.М. Казарян, А.А. Саркисян. Электронные и дырочные состояния в узкозонной полупроводниковой пленке InSb в присутствии однородного электростатического поля.....	251
В.М. Аракелян, М.С. Алексанян, Р.В. Оганесян, Г.Э. Шахназарян, В.М. Арутюнян, К. Эрнади, З. Немет, Л. Форро. Газовые сенсоры на основе многослойных углеродных нанотрубок, модифицированных двуокисью олова.....	266
А.Л. Маргарян. Получение и исследование тонких пленок аморфного кремния и <i>p-i-n</i> структур на их основе.....	277
Л.Г. Гаспарян, В.П. Мкртчян. Зависимость рентгенодифракционных картин от параметров первичного падающего пучка	285

Заказ № 415

Тираж 150. Сдано в набор 18.03.2013.

Подписано к печати 20.03.2013. Печ. л. 4.25.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.