# TEBMC161

# II Всероссийской молодежной научной школы

«Микро-, нанотехнологии и их применение»

ИПТМ РАН Черноголовка, 14 декабря 2005 г.

# Организатор

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов

Российской академии наук

# Поддержка

Школа проводится при поддержке программы Президиума РАН «Поддержка молодых ученых» за 2005 г. Раздел 2 «Поддержка научных школ».

# Место проведения

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка.

# Тематика молодежной научной школы

- микро- и нанотехнологии;
- полупроводниковые, магнитные и сверхпроводящие наноструктуры;
- сканирующая зондовая микроскопия (электронная, туннельная, рентгеновская);
- оптика для рентгеновского диапазона длин волн;
- физические явления в наноструктурах.

# Оргкомитет

Председатель оргкомитета		
Попов Владимир Геннадьевич	ИПТМ РАН	
Председатель программного комитета		
Рощупкин Дмитрий Валентинович	ИПТМ РАН	
Ученый секретарь школы		
Сироткина Наталья Витальевна	ИПТМ РАН	
Члены оргкомитета		
Щелоков Игорь Александрович	ИПТМ РАН	
Иржак Дмитрий Вадимович	ИПТМ РАН	
Григорьев Максим Валентинович	ИПТМ РАН	
Кондаков Аркадий Станиславович	ИПТМ РАН	
Чукалина Марина Валерьевна	ИПТМ РАН	

Содержание	
Рентгеновская оптика	5
Влияние размытия межслойных границ на эффективность тонкопленочного рентгеновского волновода.	5
<u>В.А. Бушуев</u> , О.Д. Рошупкина (МГУ)	
Дифракция рентгеновского излучения с ограниченным волновым фронтом в геометрии Брэгга В.А. Бушуев <u>, <i>А.П. Орешко</i> (</u> МГУ)	9
Изучение дефектов структуры узкозонных полупроводников на основе монокристаллических сплавов (Bi+Sb) методами рентгеновской топографии <u>Ю.В. Тимофеева</u> (Новгородский гос. университет)	13
Магнитное упорядочение в bcc [Fe/Co] <sub>35</sub> пленке, исследованное методом ядерно-резонансной	17
м.А. Андреева, <u>Н.Г. Монина</u> (МГУ), Б. Лингдгрен, Л. Хаггстрем, Б. Кальска (Физфак г. Уппсала, Швеция).	
Исследование возможностей управления рентгеновским пучком с помощью кристалла,	21
<u>А.Е. Благов</u> , М.В. Ковальчук (ИК РАН), В.Г. Кон (РНЦ «Курчатовский институт»), В.В. Лидер, Ю.В. Писаревский (ИК РАН).	
Локальные методы исследования	24
Исследование атомной структуры фасетированной поверхности Cu(511)-О с помощью сверхвысоковакуумного СТМ. <u>А.Н. Чайка</u> , С.И. Божко (ИФТТ РАН).	24
Методика определения функции спектральной плотности мощности и эффективной высоты шероховатости поверхности по данным метода атомно-силовой микроскопии. <u>Ю.В.Грищенко</u> , М.Л.Занавескин (ИК РАН)	28
Разработка экспертной системы применения метода атомно-силовой акустической	
микроскопии (АСАМ) <u>В.С. Бормашов,</u> Г.С. Батог (МФТИ)	30
Количественное исследование адгезии нанотрубок методом латеральных сил. А.С. Батурин, <u>А.А. Чуприк,</u> Е.П. Шешин (МФТИ)	33
Транспорт в наноструктурах	35
О применимости модели резервуара в локальном методе исследования приповерхностной	
аккумуляции заряда. <u>В.Г. Попов</u> (ИПТМ РАН).	35
Краевые состояния в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла. <u>Э.В. Девятов</u> , В.Т. Долгополов (ИФТТ РАН), А. Лорке, А. Вюртц (Universität Duisburg-Essen, Germany), В. Вегшайдер (Universität Regensburg, Germany), А.Д. Вик (Ruhr-Universität Bochum, Germany), А. Виксфорт (Universität Augsburg, Germany).	39
Переход металл-диэлектрик при туннелировании между 2D электронными системами, вызванный планарным магнитным полем	41
	43
<u>Е.Н. Морозова</u> , Ю.В. Дубровский (ИПТМ РАН), В.А. Волков (ИРЭ РАН), L. Eaves, M. Henini	
К вопросу об описании кинетических процессов в средах с наноструктурой	44
А.Н. Морозов, <u>А.В. Скрипкин</u> (МГТУ им. Н.Э. Баумана)	
Технология и новые материалы	46
Зависимость результата электронной литографии от способа экспонирования и плотности тока. <u>М.А. Князев</u> , А.А. Свинцов, С.И. Зайцев, С.В. Дубонос (ИПТМ РАН)	46

<b>Градиентно-пористый кремний для электродов топливных элементов.</b> <u><i>Е.Ю. Гаврилин</i>, В.В.Старков (ИПТМ РАН)</u>	50
Создание фотонных 2D структур с квазикристалической симметрией методом электронной литографии.	52

<u>М.А. Князев</u>, Е.Е. Якимов, С.И. Зайцев, С.В. Дубонос (ИПТМ РАН)

# Влияние размытия межслойных границ на эффективность тонкопленочного рентгеновского волновода

В.А. Бушуев, О.Д. Рошупкина

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 119992 ГСП-2 Москва, Россия e-mail: vabushuev@yandex.ru

В рамках плосковолнового приближения проведено теоретическое описание резонансного возбуждения волноводных мод в проводящем канале тонкопленочного рентгеновского волновода, учитывающее размытие межслойных границ из-за взаимной диффузии и шероховатостей.

### 1. Введение

Многие прикладные задачи требуют создания и использования прямых и изогнутых рентгеновских волноводов для коллимации, транспортировки, поворота и концентрации рентгеновского излучения с длиной волны λ ~ 0.1 нм. В простейшем случае рентгеновский волновод (РВ) представляет собой трехслойную структуру, состоящую из двух слоев с большей плотностью, между которыми находится узкий волноводный слой из слабопоглощающего материала с меньшей плотностью [1-5] или воздушный зазор [6] (рис. 1), в котором происходит распространение излучения. На языке геометрической (лучевой) оптики такое распространение происходит в результате многократного полного внешнего отражения (ПBO) рентгеновских лучей от стенок волноводного канала. Возбуждение волноводных мод в РВ может осуществляться двумя различными способами. В первом случае (рис. 1*a*) рентгеновский пучок падает на достаточно тонкий верхний слой [1-8], а во втором (рис. 16) - на входной боковой торец плоского [9-13], цилиндрического [14, 15] или изогнутого [16-20] волновода.

Рис. 1. Рентгеновские волноводы с возбуждением через верхнюю поверхность (а) и через



боковой торец (б).

Интерес к тонкопленочным PB 1-го типа [1-8] резко усилился в последние годы в связи с

тем, что выходная апертура волновода может служить линейным источником рентгеновского излучения с нанометровым размером (*d* ~ 10-100 нм). Достаточно широкий рентгеновский пучок падает на верхний слой и при определенных углах падения резонансно возбуждает волноводную моду во втором тонком слое. При этом усиление, т.е. отношение плотности энергии поля в волноводном канале к плотности энергии падающего пучка, может достигать ~10<sup>2</sup>- $10^{3}$  [2, 7, 8], а выходящее из PB излучение является высококогерентным [3]. Эти уникальные свойства тонкопленочного PB использовались, например, для проведения фазоконтрастной экспериментов по рентгеновской микроскопии [4] и дифракции [5] с субмикронным разрешением.

В работе [9] был предложен метод получения узкого малорасходящегося рентгеновского пучка с помошью бесшелевого коллиматора. состояшего из двух плоских стеклянных или металлических пластин, плотно прижатых друг к другу полированными поверхностями без зазора. Такой коллиматор представляет собой, фактически, частный случай РВ 2-го типа (рис. 1б) с эффективной шириной канала ~200-1000 нм, определяемой при контактировании реальных поверхностей величиной макронеровностей и микрошероховатостей.

Для обеспечения воздушного канала с заданной величиной в [12, 13] на одну из пластин напылялись две пленки необходимой толщины, разделенные некоторым промежутком. Однако из-за механического прижатия верхней пластины толщина волноводного канала может значительно и неконтролируемо различаться в разных поперечных сечениях РВ. В отличие от описанного выше РВ с воздушным промежутком, тонкопленочный волновод обладает тем преимуществом, что в связи с современным уровнем технологии напыления тонких пленок толщину волноводного слоя и верхней пленки можно контролировать с очень высокой точностью ~0.1-0.5 нм.

На первый взгляд кажется, что PB с воздушным промежутком является более эффективным из-за меньшего поглощения в рабочем слое. Тем не менее, это не так, поскольку в возбуждении тонкопленочного PB участвует более широ-

кая часть сечения падающего рентгеновского пучка. Действительно, в случае падения пучка на волновод 1-го типа из этого пучка эффективно участвует в возбуждении РВ участок с шириной  $D = L \mathfrak{P}_m$ , где длина L вдоль поверхности PB, на которой достигается насыщение поля в рабочем канале, определяется явлениями поглощения и обратного просачивания излучения из канала в вакуум через верхнюю пленку [7, 8], 9<sub>*m*</sub> - угол резонансного возбуждения. Для волноводов же 2-го типа область захвата излучения в канал практически равна ширине канала *d*. Отсюда следует, что выигрыш в эффективности захвата излучения при использовании тонкопленочного РВ составляет величину  $\eta \approx L \vartheta_m / d$ . Если, например, d = 50 нм,  $L \sim 5$  мм [7, 8] и  $\vartheta_m \approx 10'$ , то волновод 1-го типа в η ≈ 300 раз более эффективен по сравнению с возбуждением через боковой торец РВ 2-го типа.

Несмотря на широкое достаточно PB использование И большое число экспериментальных результатов имеется всего лишь несколько работ, посвященных волновой теории РВ [7, 8, 21, 22]. В [21, 22] рассмотрение проводилось в приближении плоских волн, т.е. волн с неограниченным фронтом, что, в отличие от теории в [7, 8], не позволяло корректно проследить за такими явлениями, как выход излучения в канал из под освещенной падающим пучком части входной поверхности, затухание излучения в канале РВ, влияние на эффективность волновода величины сечения пучка, его расходимости и т.п.

Следует подчеркнуть, что во всех теоретических работах ранее считалось, что межслойные границы являются идеально резкими. Вместе с тем хорошо известно, что в действительности имеются переходные слои, которые неизбежностью появляются с вследствие явления взаимной диффузии атомов соседних слоев и шероховатости границ. Интуитивно ясно, что размытие межслойных границ должно приводить к уменьшению эффективности РВ. Поэтому представляет значительный интерес для практики проанализировать степень этого уменьшения.

В настоящей работе пока в рамках плосковолнового приближения развита теория, описывающая резонансное возбуждение волноводных мод в проводящем канале тонкопленочного PB с размытыми межслойными границами. Обсуждается влияние толщины переходных слоев на положение углов областей резонансного возбуждения и угловые ширины этих областей, а также на величину и пространственное распределение интенсивности поля в канале PB.

#### 2. Плосковолновая теория

Рассмотрим зеркальное отражение падающей на тонкопленочный рентгеновский волновод плоской монохроматической волны

$$E_0(x, z, t) = A_0 \exp(ik_{0x}x + ik_{0z}z - i\omega t),$$
(1)

где  $A_0$  - амплитуда поля,  $k_{0x} = k_0 \cos \vartheta$ ,  $k_{0z} = k_0 \sin \vartheta$ ,  $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ ,  $\vartheta$  - угол скольжения по отношению к поверхности PB;  $\omega$  - частота излучения,  $\lambda$  - длина волны, c - скорость света в вакууме; ось x направлена вдоль поверхности волновода, ось z - по нормали к поверхности PB в глубь среды.

В простейшем случае РВ состоит из двух плоских пленок с толщинами  $d_1$  и  $d_2$ , лежащих на толстой подложке. Обозначим через  $\chi^{(1)}, \; \chi^{(2)}$  и χ<sup>(3)</sup> рентгеновские поляризуемости материалов 1го, 2-го слоя и подложки соответственно. Учтем теперь, что в действительности из-за явления взаимной диффузии и наличия шероховатостей на межслойных границах поляризуемость представляет собой некую плавную функцию  $\chi(z)$ координаты z. Для описания отражения от такой структуры и нахождения амплитуды полного поля в произвольной плоскости z разобьем профиль  $\chi(z)$  на достаточно большое число слоев N, при котором можно считать, что в каждом слое  $\chi(z)$  является поляризуемость постоянной величиной  $\chi_m$ , где *m* - номер слоя. Нумерация слоев m = 1, 2, ..., N ведется сверху вниз, причем слой с m = 1 представляет собой вакуум ( $\chi_1 = 0$ ), а слой с m = N лежит достаточно глубоко в подложке ( $\chi_N = \chi^{(3)}$ ).

В соответствии с уравнением Гельмгольца  $\Delta E + k_0^2 [1 + \chi(z)]E = 0$  и условием непрерывности тангенциальных компонент волновых векторов электрическое поле в каждом слое представляет собой линейную комбинацию собственных решений:  $E_m(x, z) = E_m(z) \exp(ik_{0x}x)$ , где

$$E_m(z) = A_m \exp(is_m z) + B_m \exp(-is_m z).$$
(2)

Здесь  $A_m$  и  $B_m$  - амплитуды прямой и обратной волн в *m*-ом слое, координата *z* отсчитывается от верхней границы *m*-го слоя,  $s_m$  - проекции на ось *z* волновых векторов этих волн, где

$$s_m = k_0 \left(\sin^2 \vartheta + \chi_m\right)^{1/2}.$$
 (3)

Амплитуды волн  $A_m$  и  $B_m$  находятся из условий непрерывности электрического и магнитного полей на границах разделов m и m+1:

$$A_m(f_m + R_m f_m^{-1}) = A_{m+1}(1 + R_{m+1}), \qquad (4.1)$$

$$A_m s_m (f_m - R_m f_m^{-1}) = A_{m+1} s_{m+1} (1 - R_{m+1}). \quad (4.2)$$

Здесь введены величины  $R_m = B_m/A_m$ , имеющие смысл "парциальных" амплитудных коэффициентов отражения; величины  $f_m = \exp(is_m d_m)$  учитывают изменение фазы и поглощение при прохождении волны в *m*-ом слое с толщиной  $d_m$ , для простоты будем считать, что  $A_1 = 1$ . Толщины  $d_m$  в общем случае могут быть различными, что определяется характером плавности поведения профиля  $\chi(z)$  на разных глубинах.

Из системы уравнений (4) следует

известное рекуррентное соотношение Паррата [23], которое выражает коэффициент R<sub>m</sub> в m-ом слое через величину  $R_{m+1}$  в нижележащем слое с номером m + 1:

где

$$R_m = (r_m + R_{m+1})g_m^2 / (1 + r_m R_{m+1}), \qquad (5)$$

(5)

$$r_m = (s_m - s_{m+1})/(s_m + s_{m+1}).$$
(6)

Здесь r<sub>m</sub> - френелевские коэффициенты отражения от границы двух сред с поляризуемостями  $\chi_m$  и  $\chi_{m+1}$ . Рекуррентная формула (5) решается с граничными условиями  $g_1 = 1$  и  $R_N = 0$ , начиная с самого нижнего слоя в толстой подложке с номером m = N. Амплитудный коэффициент отражения от PB равен  $R_1(\vartheta)$ .

Из условий непрерывности полей (4) следует также рекуррентная формула для нахождения амплитуд полей A<sub>m</sub> во всех слоях в PB:

$$A_{m+1} = (g_m + R_m g_m^{-1}) A_m / (1 + R_{m+1}).$$
(7)

Уравнение (7) решается "сверху-вниз" после предварительного нахождения всех коэффициентов  $R_m$  из (5) с граничным условием  $A_1 = 1$ . Амплитуды обратных волн находятся из соотношения  $B_m = R_m A_m$ .

Соотношения (2) и (5)-(7) полностью решают задачу об отражении плоской волны и возбуждении волноводных мод в PB. Интенсивность зеркально отраженной волны на поверхности РВ и интенсивность полного поля на произвольной глубине z определяются соотношениями  $P_R = |R_1|^2$  и  $I(z) = |E_m(z)|^2$  соответственно.

#### 3. Результаты и обсуждение

Наличие в РВ трех переходных слоев с плавно меняющейся электронной плотностью характеризовать функциями  $F_i(z) =$ будем  $= 1/\{1+\exp[-(z-z_i)/l_i]\},$  где  $l_i$  - толщина *j*-го переходного слоя, границы разделов  $z_0 = 0$ ,  $z_1 = d_1, z_2 = d_1 + d_2$ . Отметим также, что функции такого вида используются при альтернативном подходе к описанию зеркального отражения от шероховатой поверхности путем введения на границе переходного слоя с усредненной вдоль нее плотностью. Распределения  $F_i(z)$  хорошо описывают случайные шероховатые профили z(x), распределенные по нормальному закону с дисперсиями, равными среднеквадратичным высотам шероховатостей  $\sigma_i$ , связанными с толщинами переходных слоев соотношением  $\sigma_i = 1.67 l_i$  [24]. В итоге функция  $\chi(z)$  примет следующий явный вид:

$$\chi(z) = \chi^{(1)}F_1 + (\chi^{(2)} - \chi^{(1)})F_2 + (\chi^{(3)} - \chi^{(2)})F_3.$$

На рис. 2 показаны профили  $\chi(z)$  для идеального РВ (1) и при трех различных толщинах переходных слоев. Видно, что кривые 3 и, особенно, 4 весьма сильно отличаются от идеально резкой ступенчатой функции 1.

> Рассмотрим теперь поведение

коэффициента зеркального отражения от РВ. Из рис. 3 видно, что при параметрах РВ, указанных в подписи к рис. 2, в области углов между критическими углами ПВО для Ве (11.16') и Si (13.37') наблюдаются два глубоких узких провала.



Рис. 2. Профиль поляризуемости  $\chi(z)$  в тонкопленочном PB Si/Be/Si с толщинами слоев  $d_1 = 15$  нм и  $d_2 = 50$  нм; Си $K_{\alpha 1}$ -излучение. Кривая 1 - РВ с идеально резкими границами; при  $\sigma_1 = 2$  нм толщины  $\sigma = \sigma_2 = \sigma_3$  переходных слоев σ(нм): 2 - 2, 3 - 5, 4 - 10.

Именно при этих углах и реализуется резонансное возбуждение мод  $TE_0$  ( $\vartheta_0 = 11.73'$ ) и  $TE_1$  ( $\vartheta_1 = 13.17'$ ). С увеличением толщины волноводного канала  $d_2$  помимо мод TE<sub>0</sub> и TE<sub>1</sub> могут возбуждаться также моды более высоких порядков.



Рис. 3. Кривые зеркального отражения от поверхности идеальной волноводной структуры Si/Be/Si (1), от бериллия (2) и от кремния (3).

Рассмотрим теперь влияние степени размытости межслойных границ на положение и ширину областей резонансного возбуждения, а также на величину интенсивности полного поля в волноводном канале и за его пределами. Из рис. 4 видно, что с увеличением толщин внутренних переходных слоев угловое положение провала, соответствующего резонансному возбуждению моды ТЕ<sub>0</sub>, смещается в область больших углов (от  $\vartheta_0 = 11.73'$  при  $\sigma = 0$  до  $\Theta_0 = 11.93'$  при  $\sigma = 10$  нм), а угловая ширина провала увеличивается (от 4.8" для идеального РВ до 7.5" для РВ с  $\sigma = 10$  нм). Удивительным и пока непонятным фактом является спадение коэффициента отражения практически до нуля при сильном размытии границ (кривая 4 на рис. 4). Важно отметить, что наличие резонансных провалов в кривых ПВО позволяет достаточно просто осуществлять юстировку тонкопленочного волновода, что является несомненным удобством при проведении экспериментов, тогда как в случае возбуждения через боковой торец юстировка РВ превращается в сложную проблему [12, 13].



Рис. 4. Фрагменты кривых зеркального отражения вблизи области резонансного возбуждения ТЕ<sub>0</sub>-моды. Параметры РВ и нумерация кривых как на рис. 2.



Рис. 5. Распределение интенсивности поля по глубине для волноводной моды  $TE_0$ . 5 - профиль поляризуемости  $Re(-\chi(z))$ . Остальные обозначения и параметры как на рис. 2.

Распределение интенсивности поля в РВ близко к гауссовому (рис. 5). Самое удивительное, что наличие переходных слоев даже с такими большими ширинами, как 2-5 нм, не приводит к кардинально большому уменьшению интенсивности. Это связано с тем, что углы возбуждения достаточно малы и не превышают критический угол ПВО для более плотного материала. Так, при  $\sigma = 2$  нм эффективный статический фактор Дебая-Валлера  $\exp(-W) = 0.86$ , где  $W = 2(2\pi9\sigma/\lambda)^2$ . Обнаруженная нами особенность позволяет надеяться на не слишком жесткие требования к технологии изготовления PB.

Из рис. 5 видно, что плотность энергии поля в волноводном канале почти на 2 порядка выше, чем в падающем пучке (так называемый коэффициент сжатия). Следует, однако, отметить, что столь высокие значения имеют место лишь для плоской падающей волны. В реальном же эксперименте угловая ширина падающего излучения может превышать ширины резонансов как из-за конечного размера пучка, так и из-за его расходимости (подробнее см. в [7, 8]). интенсивность поля меняется немонотонным образом в зависимости от толщин  $d_{1,2}$  и достигает максимума при некоторых значениях  $d_1$  и  $d_2$ . Это позволяет проводить оптимизацию параметров РВ для достижения максимальной эффективности резонансного возбуждения волноводных мод требуемого типа [7].

Таким образом, в настоящей работе (на примере тонкопленочного PB Si/Be/Si) показано, что наличие переходных слоев с толщинами даже до 5-10 нм не приводит к чрезмерно большому снижению эффективности PB.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 05-02-16770.

[1] Spiller, E. and Segmuller, A., Appl. Phys. Lett., 24, 60 (1974).

[2] Feng, Y. P., Sinha, S. K., Deckman, H. W. et al., Phys. Rev. Lett., 71, 537 (1993).

[3] Feng, Y. P., Sinha, S. K., Fullerton, E. E. et al., Appl. Phys. Lett., 67, 3647 (1995).

[4] Lagomarsino, S., Cedola, A., Cloetens, P. et al., Appl. Phys. Lett., 71, 2557 (1997).

[5] Zwanenburg, M. J., Bongaerts, J. H. H., Peters, J.F. et al., Phys. Rev. Lett., 85, 5154 (2000).

[6] Zwanenburg, M. J., Peters, J. F., Bongaerts, J. H. H. et al., Phys. Rev. Lett., 82, 1696 (1999).

[7] Бушуев, В. А. и Орешко, А. П., Изв. АН, Серия физич., 68, 550 (2004).

[8] Бушуев, В. А. и Орешко, А. П., Металлофиз. новейшие технол., 26, 173 (2004).

[9] Мингазин, Т. А., Зеленов, В. И. и Лейкин, В. Н., ПТЭ, № 1, 229 (1981).

[10] Дудчик, Ю. И., Комаров, Ф. Ф. и Константинов, Я. А., Письма в ЖТФ, 17, 45 (1991).

[11] Бушуев, В. А. и Оруджалиев, М. Н., Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, 34, 46 (1993).

[12] Егоров, В. К. и Егоров, Е. В., Поверхность, № 2, 65 (2003).

[13] Егоров, В. К. и Егоров, Е. В., Поверхность, № 2, 5 (2005).

[14] Mosher, D. and Stephanakis, S. J., Appl. Phys. Lett., 29, 105 (1976).

[15] Виноградов, А. В. и Кожевников, И. В., ЖТФ, 54, 1755 (1984).

[16] Аркадьев, В. А., Коломийцев, А. И., Кумахов, М. А. и др., Поверхность, № 2, 44 (1987).

[17] Аркадьев, В. А., Коломийцев, А. И., Кумахов, М. А. и др., УФН, 157, 529 (1989).

[18] Оруджалиев, М. Н. и Бушуев, В. А., ЖТФ, 61, 51 (1991).

[19] Бушуев, В. А., Оруджалиев, М. Н., Саркисов, С. Р. и Саркисов Э. Р., Поверхность, № 4, 69 (1992).

[20] Бушуев, В. А. и Оруджалиев, М. Н., ЖТФ, 63, 89 (1993).

[21] De Wames, R. E. and Sinha, S. K., Phys. Rev. B, 7, 917 (1973).

[22] Ignatovich, V. K. and Radu, F., Phys. Rev. B, 64, 205408 (2001).

[23] Parratt, L.G., Phys. Rev., 95, 359 (1954).

[24] Смирнов, Л. А. и Анохин, С. Б., Оптика и спектроскопия, 48, 574 (1980).

Расчеты показывают, что максимальная

# Дифракция рентгеновского излучения с ограниченным волновым фронтом в геометрии Брэгга

В.А. Бушуев, А.П. Орешко

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Воробьевы горы, 1, Москва, Россия e-mail: oreshko@mail.ru

# ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для строящегося в Германии источника синхротронного излучения Зго поколения PETRA III [1] требуется проведение численных расчетов различных дифракционных оптических элементов. Однако в настоящее время не существует ни точного теоретического описания, ни программ расчета таких элеметов, а метод "ray tracing", широко использующийся для подобных расчетов, имеет весьма существенные ограничения. Ланная работа посвяшена решению задача динамической дифракции произвольного двумерно-ограниченного рентгеновского ИМпульса в геометрии Брэгга в кристалле с произвольной толщиной и первым шагам по созданию программы расчета монохроматоров.

Ранее в большинстве работ рассмотрение дифракции рентгеновского излучения (РИ) проводилось в приближении плоского (неограниченного в пространстве) или сфрерического волнового фронта падающей волны и, что более существенно, ограничивались лишь анализом поля отраженной волны на выходной поверхности кристалла [2], тогда как значительный практический интерес представляет учет расплывания ограниченных в пространстве импульсов при их распространении в вакууме.

Впервые теория динамической дифракции РИ с произвольной одномерной пространственной и временной структурой поля E(x, t) в кристаллах с произвольной толщиной и коэффициентом асимметрии отражения в геометрии Брэгга и Лауэ была построена в работе [3].

В настоящей работе основной упор сделан на анализ пространственной структуры поля и проведено обобщение развитого в [3] подхода на случай двумерной пространственной структуры поля **E**(**r**).

#### ТЕОРИЯ

Рассмотрим дифракционное отражение и прохождение РИ с ограниченным волновым фронтом, падающего на плоскопараллельный кристалл с толщиной d. Поле падающей волны на входной поверхности кристалла z = 0 представим в виде

$$E_{in}(x, y) = A_{in}(x, y) \exp(ik_{0x}x + k_{0y}y), \quad (1)$$

где A<sub>in</sub> - комплексная амплитуда (огибающая волнового пакета),  $k_{0x} = k_0 \cos \theta_{in}$ ,  $k_0 = \omega_0 / c = 2\pi / \lambda$ ,  $2k_0\sin\theta_B = h$ ,  $\theta_B$  - угол Брэгга для центральной (средней) частоты  $\omega_0$ , *h* - величина вектора обратной решетки, с - скорость света в вакууме; ось х направлена вдоль поверхности кристалла, ось z направлена в глубь кристалла по нормали к поверхности. Угол падения по отношению к поверхности  $\theta_{in} = \theta_B + \psi + \Delta \theta$ , где  $\Delta \theta$  - угловая отстройка от точного условия Брэгга, а  $\psi$  - угол наклона отражающих плоскостей кристалла по отношению к поверхности. При этом, для упрощения задачи, предположим, что,  $k_{0y} = 0$ . Представление пучка в виде (1) справедливо, если характерный поперечный размер пучка  $r_{0x}$ ,  $r_{0y} >> \lambda$ .

Наиболее удобно задачу можно решить проведя двумерное фурье-разложение поля  $E_{in}(x, y)$ , т.е. представив его в виде набора плоских волн с амплитудами  $E_{in}(k_x, k_y)$  и волновыми векторами  $k = (k_x, k_v, [k^2 - k_x^2 - k_v^2])$  где  $k = 2\pi/\lambda$ . В итоге для фурье-амплитуд поля получим, что  $E_{in}(k_x, k_y) = A_{in}(q_x, q_y)$ , где

$$A_{in}(q_x, q_y) = (2\pi)^{-2} \iint A_{in}(x, y) \times \exp(-iq_x x - iq_y y) dx dy$$
(2)

и введены новые переменные  $q_x = k_x - k_{0x}$ ,  $q_y = k_y$ .

Найдем теперь пространственное распределения поля  $E_g(\mathbf{r})$  проходящего (g=0) и отраженного (g = h) пучков. На кристалл падает совокупность плоских монохроматических волн с амплитудами  $A_{in}(q_x, q_y)$  и волновыми векторами k. В соответствии с известными результатами плосковолновой динамической теории дифракции РИ каждая такая волна проходит и отражается с амплитудными коэффициентами  $B_0(q_x, q_y)$  и  $B_h(q_x, q_y)$  соответственно.

В силу непрерывности тангенциальных компонент волновых векторов на входной и выходной поверхностях кристалла величины z-проекций волновых векторов в вакууме примут вид

$$K_{gz} = (k^2 - K_{gx}^2 - K_{gy}^2)^{1/2},$$
(3)

где  $K_{gx} = k_x + g_x$ ,  $K_{gy} = k_y + g_y$  (g = 0, h);  $h_x = h \sin \psi$ ,  $h_v = 0, h_z = -h\cos\psi.$ 

В итоге, разложив квадратный корень (3) в ряд по малым параметрам  $q_x/k_0$  и  $q_y/k_0$  с точностью до квадратичных слагаемых, получим следующее выражение для полей отраженной и прошедшей волн:

$$E_g(x, y, z) = \exp(i\mathbf{k}_g \mathbf{r}) \iint B_g(q_x, q_y) A_{in}(q_x, q_y) \times \exp(iS_g + iD_g) dq_x dq_y,$$
(4)

где

~ /

$$S_g(q_x, q_y) = q_x(x - \operatorname{ctg}\theta_g z) + q_y y,$$
  
$$D_g(q_x, q_y) = -[q_x^2 + q_y^2 \gamma_g^2] z / (2k_0 \gamma_g^3),$$

 $\gamma_0 = \sin\theta_{in}$ ,  $\gamma_h = \sin\theta_{out}$ ,  $\theta_{out} = \theta_B + b\Delta\theta - \psi$ ,  $b = \sin(\theta_B + \psi)/\sin(\theta_B - \psi)$  – величина коэффициента асимметрии отражения;  $z \le 0$  для отраженной волны и  $z \ge d$  для прошедшей волны. Здесь и далее под величиной *z* будем понимать z = |z|.

Фаза  $S_g$  определяет смещение центров пучков по *x* по мере увеличения расстояния *z* от кристалла, а фаза  $D_g$ , пропорциональная расстоянию *z*, описывает дифракционное расплывание пучков при их распространении в вакууме.

Аналитические выражения амплитудных коэффициентов прохождения и отражения для плоских волн хорошо известны (см. например [2]), следует лишь отметить, что параметр  $\alpha = [k^2 - (\mathbf{k} + \mathbf{h})^2]/k^2$ , определяющий отклонение от точного условия Брэгга, в случае двумерноограниченного пучка примет следующий вид:

$$\alpha(q_x, q_y) = 2\sin 2\theta_B [\Delta \theta - q_x/k_0\gamma_0 + (q_x^2 + q_y^2\gamma_0^2)\cos\psi/(2k_0\gamma_0^3\cos\theta_B)].$$
(5)

Полученное соотношение (4) справедливо при любых z и d и является более общим по сравнению с полученными ранее методом функции Грина результатами для брэгговского отражения ограниченного рентгеновского пучка от полубесконечного кристалла [4].

#### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В дальнейшем для определенности и упрощения расчетов мы будем рассматривать падение гауссовского пучка, амплитуда которого в выбранной системе координат имеет вид:

$$A_{in}(x, y) = \exp[-(x\gamma_0)^2/r_{0x}^2 - y^2/r_{0y}^2], \quad (6)$$

а фаза постоянна на поверхности кристалла.

Для узких пучков дифракционная расходимость  $\Delta \theta_{dx, v} \approx \lambda/2r_{0x, v}$  сравнима или даже может нам-ного превышать угловую ширину  $\Delta \theta_B = C |\chi_h| / b^{1/2} \sin 2\theta_B$  области брэгговского отражения ( $\chi_h$  - фурье-компонента поляризуемости кристалла). Это приводит к резкому изменению формы и уменьшению интенсивности отраженного пучка, а также к его пространственному расплыванию.

Для наглядности сначала рассмотрим отражение и прохождение одномерно ограниченных пучков РИ, а именно пучков, ограниченных в плоскости дифракции для падающей плоской волны с волновым вектором  $\mathbf{k}_0$  и не ограниченных в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении (т.е. вдоль оси у).

На рис. 1 приведены сечения в плоскости z = const амплитуды отраженной волны при различных расстояния l вдоль направления распространения отраженной волны для различных ширинах падающего пучка.

Видно, что с увеличением расстояния *l*, или, что то же самое, с увеличением расстояния *z* от поверхности кристалла, наблюдается расплывание отраженных пучков.

Расстояние  $Z_{Fg}$  от кристалла, на котором



Рис. 1. Пространственное распределение в плоскости z = const на расстоянии l вдоль направления распространения амплитуды волны, отраженной от полубесконечного кристалла при различных ширинах падающего пучка  $r_{0x}$ .  $a - r_{0x} = 50$  мкм,  $b - r_{0x} = 2$  мкм. l – падающая волна, 2 - l = 0 (на выходной поверхности), 3 - l = 150 см, 4 - l = 4000 см, 5 - l = 4000 см. Излучение Cu $K_{\alpha l}$ , симметричное отражение Si(220).

начинает заметным образом проявляться уширение отраженных или проходящих пучков можно определить из из условия  $|D_g| \approx \pi/2$ ,  $Z_{Fg} \approx \pi k_0 \gamma_g^{3} / q_{eff}^{2},$ откуда где  $q_{eff} = \Delta q_0 \Delta q_B / (\Delta q_0^2 + \Delta q_B^2)^{1/2},$  $\Delta q_0 = \pi \gamma_0 / r_{0x},$  $\Delta q_B = k_0 \gamma_0 \Delta \theta_B$ . Эффект уширения увеличивается с уменьшением ширины падающего пучка, что ясно видно из рис. 1. Так, например, при условиях рис. 1*а* Z<sub>Fh</sub> ≈ 3294 см, а для рис. 1*b*  $Z_{Fh} \approx 53$  см.

Теперь рассмотрим прохождение одномерно ограниченного пучка через плоскопараллельный кристалл.

На рис. 2 приведены сечения в плоскости z = const амплитуды отраженной волны при различных расстояния l вдоль направления распространения проходящей волны для различных толщин кристалла. Видно, для динамического кристалла конечной толщины форма прошедшего пучка резко отличается от формы падающего (рис.2*a*).

Таким образом, применение динамическтх кристаллов в качестве монохроматоров или анализаторов затруднительно. Для решения этой проблемы можно использовать кристаллы с толщиной, меньшей глубины экстинкци. В этом случае гауссова форма как проходящего, так и отраженного (вставка к рисунку) пучков сохраняется (рис.2b).



Рис. 2. Пространственное распределение в плоскости z = const на расстоянии l вдоль направления распространения амплитуды волны, прошедшей плоскопараллельный кристалл при различных толщинах кристалла d. a - d = 10 мкм, b - d = 1 мкм. l - l = 0, 2 - l = 50 см. Излучение Си $K_{\alpha l}$ , симметричное отражение Si(220), ширина падающего пучка  $r_{0x} = 2$  мкм.  $Z_{F0} \approx 53$  см, глубина экстинкции  $L_{ex} = 2.1$  мкм.

Теперь рассмотреним отражение и прохождение двумерно-ограниченного пучка РИ. На рис. 3 представлены пространственные распределения на выходной поверхности кристалла  $\sigma$ - и  $\pi$ компонент амплитуд отраженного и прошедшего пучков. Пространственные размеры падающего пучка соответствуют планируемы пространственным размерам источника синхротронного излучения *PETRA III*.





Рис. 3. Пространственное распределение на выходной поверхности кристалла толщиной d = 10 мкм  $\sigma$ - (a, c) и  $\pi$ - (b, d) компонент амплитуд отраженного (a, d) и прошедшего (c, d) пучков. Излучение  $\sigma$ -Си $K_{\alpha 1}$ , симметричное отражение Si(220), ширина падающего пучка  $r_{0x} = 5$  мкм,  $r_{0x} = 50$  мкм.

Для описания направлений поляризации двумерно-ограниченного пучка примем следующую модель. Мы будем говорить, что падающее излучение  $\sigma(\pi)$ -поляризовано, если каждая плоская волна с волновым вектором **k**  $\sigma(\pi)$ -поляризована в своей плоскости дифракции. В качестве же

векторов  $\sigma(\pi)$ -поляризации отраженного (прошедшего) излучения мы будем брать вектора  $\sigma(\pi)$ -поляризации отраженной (прошедшей) плоской волны с волновым вектором  $\mathbf{k}_0$ . Такая модель хорошо связывает результаты расчетов излучения на выходе из ондулятора [5] с экспериментом.

Как видно из рис. 3b, 3d, основной особенностью отражения и прохождения двумерно-ограниченных пучков является появление из-за угловой расходимости падающего пучка вдоль оси *у*  $\pi$ -компоненты в отраженном и проходящем пучках, симметричной относительно плоскости *xz*. Аналогичная ситуация будет иметь место и в случае  $\pi$ -поляризованного падающего излучения, когда за счет угловой расходимости падающего пучка вдоль оси *у* появляются  $\sigma$ -компоненты в отраженном и проходящем пучках.

Таким образом, в настоящей работе продолжает развиваться общий подход к рассмотрению дифракции произвольных рентгеновских пучков в кристаллах и последующего их распространения в пространстве и начата разработка программного обеспечения, позволяющего проводить численное решение указанных выше задач.

В ближайшее время планируется включить в рассчетные программы учет времнной ограниченности падающего излучения, дифракцию в геометрии Лауэ и отражение от плоских зеркал. Конечным же результатом будет создание в рамках данного подхода комплекса общедоступных программ для конечного пользователя, не требующих для своего использования специальных знаний и позволяющих проводить численный расчет как отдельных дифракционных оптических элементов, так и их комбинаций.

Один из авторов (А.Орешко) выражает глубокую благодарность Д.В.Новикову за интерес к работе и плодотворные обсуждения полученых результатов.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ 05-02-16770 и *INTAS* 01-0822.

- [1] PETRA III, DESY Report 2004-035, http://www-hasylab.desy.de.
- [2] Authier, A. Dynamical theory of X-ray diffraction. Oxford University Press (2001).
- [3] Бушуев, В.А., Сборник трудов IX симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника", 279 (2005).
- [4] Afanas'ev, A.M., Kohn, V.G., Acta Cryst. A., 27, 421 (1971).
- [5] Geloni, G., Saldin, E., Schneidmiller, E., Yurkov, M., DESY Report 05-109, http://www-library.desy.de/report05.html.

# Изучение дефектов структуры узкозонных полупроводников на основе монокристаллических сплавов (Bi+Sb) методами рентгеновской топографии

# Ю.В.Тимофеева

Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, ул. Б. Санкт-Петербургская, 41, Великий Новгород, Россия e-mail: Timofeeva7@yandex.ru

## Введение

Монокристаллы висмута и его сплавы с сурьмой за последние 25-30 лет нашли широкое применение в различных областях науки и техники. Так, важное значение в медицине и биологии приобрели полупроводниковые холодильники, позволяющие охлаждать срезы органических тканей. На основе сплавов (Bi+Sb) создаются термостатирующие элементы для радиоэлектронных устройств и приемников инфракрасного излучения. На основе сплавов (Bi+Sb) разрабатываются термоэлектрические устройства глубокого охлаждения [1], находящие широкое применение как ловушки для вымораживания паров масла паромасляных насосов в вакуумной технике; в установках по выращиванию эпитаксиальных слоев германия и кремния; в исследованиях высокотемпературной сверхпроводимости и т.д.

Висмут, как известно, расположен в пятой таблицы Менделеева группе И имеет кристаллическую решетку типа сурьмы (сурьма, висмут, мышьяк). По структуре он относится к ромбоэдрической или тригональной сингонии, очень близкой кубической к гранецентрированной (рис. 1) [2].



Рис. 1. Кристаллическая структура висмута [2].

В электрическом отношении висмут является полуметаллом с малым перекрытием

валентной зоны и зоны проводимости. При легировании висмута сурьмой происходит изменение зонной структуры, характерной для висмута [3,4]. Надежно установлено, что при концентрации сурьмы 7-8 ат. % исчезает перекрытие зон и наступает полупроводниковое состояние [5,6].

При введении в монокристаллические сплавы (Bi+Sb) примесей в малых дозах (менее 0,5 ат. %) из четвертой (Sn, Pb) или шестой (Se, Те) групп таблицы Менделеева в силу изменения ими концентрации носителей уровень Ферми в смещается, зонах придавая сплавам электропроводность, соответственно, акцепторного и донорного типов.

Таким образом, варьируя концентрацию сурьмы и легирующих добавок, можно на основе висмута получить целое семейство полупроводниковых монокристаллов.

При выращивании монокристаллов (Bi+Sb) кристаллографическая ориентация сплавов задается затравкой с учетом направления преимущественного роста. Методом зонной перекристаллизации (Bi+Sb) в лодочках выращивались образцы с большими размерами вдоль тригональной оси, а методом зонной плавки В полностью заполненных цилиндрических стеклянных трубках диаметром 3-5 MM выращивались монокристаллы в направлении бинарной или биссекторной осей [7].

### Методика эксперимента

Для обнаружения и исследования дефектов монокристаллов (Bi+Sb) были применены методы прямые И неразрушающие двухкристальной рентгеновской топографии (ДКТ) в геометрии Брэгга [8] (рис. 2.а) и рентгеновской топографии на основе эффекта Бормана (РТБ) [9] (рис. 2.б), Методом ДКТ в геометрии Брэгга исследовались монокристаллы, выращенные методом зонной перекристаллизации в лодочках с монокристаллическими затравками [10], а методом РТБ - монокристаллы, выращенные методом зонной плавки в трубках [11].

селективного По данным травления монокристаллы (Bi+Sb), выращенные в лодочках имели плотность дислокаций  $N_D \le 10^5$  см<sup>-2</sup>, что на 2-3 порядка превышает значение плотности дислокаций в образцах, выращенных в трубках  $(N_D = 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-2})$ . Этот факт обуславливает выбор метода ДКТ в геометрии Брэгга для исследования кристаллов, выращенных в лодочках, поскольку значительные изменения структуры кристаллической решетки приводят к снижению, а иногда, и к полному исчезновению эффекта Бормана.



б)

Рис.2. а) Схема метода двухкристальной топографии в геометрии Брэгга; б) Схема метода двухкристальной топографии на основе эффекта Бормана с использованием принципа сканирования: F – фокус источника; M - кристалл-монохроматор; К - исследуемый кристалл; Щ - щель; Ф –фотопластинка; T - трубчатый коллиматор; С – счетчик рентгеновских квантов.

Для исследования монокристаллов (Bi+Sb) методами РТБ и ДКБ использовалось СиК $\alpha_1$ излучение от трубки БСВ-6, монохроматизированное путем отражения от плоскости (111) бездислокационного монокристалла германия и отражения 220 от плоскостей, перпендикулярных поверхности (111) и отражения 444 от плоскости спайности (111), соответственно.

Регистрация дефектов структуры производилась на тонкослойные ядерные фотопластинки (10÷15 мкм) с эмульсией МК, имеющей разрешение ~ 300 линий/мм.

Применение методов РТБ и ДКТ в геометрии Брэгга в равной степени обеспечивает возможность идентификации дефектов структуры всех четырех классов: объемных, плоскостных, линейных и квазиточечных, с учетом того, что топограммы, полученные методом ДКТ в геометрии Брэгга несут информацию о дефектах структуры вблизи поверхности кристалла, в то время как при исследовании монокристаллов методом РТБ зафиксированные на топограммах изображения относятся к дефектам, расположенным в объеме кристалла.

#### Результаты эксперимента

Рентгенотопографический анализ дефектов структуры монокристаллов (Bi+Sb) показал, что основными видами дефектов, зарегистрированных на топограммах, являются полосы роста, дислокации, простые и сложные дефекты упаковки, различной природы квазиточечные дефекты, многочисленные выделения, по-видимому, сурьмы и ряд других неилентифицированных дефектов.

На рис.3 приведена рентгеновская топограмма монокристалла (Bi<sub>87</sub>+Sb<sub>13</sub>), полученная методом ДКТ в геометрии Брэгга, а на рис.4 – рентгеновская топограмма монокристалла (Bi+Sb+Sn), содержащего 10 ат. % Sb и легированного оловом (0,1 ат. % Sn), полученная методом (РТБ).

Из топограмм видно, что образцы, выращенные как методом зонной плавки в трубках, так и методом перекристаллизации в лодочках, содержат сегрегационные полосы роста (1), представляющие собой полосы концентрационной неоднородности кристалла, возникшие в процессе выращивания из-за нестабильности ростовых параметров.

На топограмме, полученной методом ДКТ в геометрии Брэгга, (рис.3) зафиксированы также ступеньки скола (2), простые и тетраэдрические дефекты упаковки (3).

Природа трехмерных дефектов, зарегистрированных на топограммах, является различной. Это могут быть как упругие и термоупругие напряжения рис.3 (4), так и выделения второй фазы, предположительно сурьмы (рис.3 (5) и рис.4 (2)).

На топограмме, полученной методом РТБ, (рис.4) наблюдаются изображения квазиточечных дефектов с двойным черно-белым контрастом рис. 4 (3). Сопоставление наблюдаемого контраста с расчетным изображением микродефектов позволило определить их положение в объеме кристалла и показало, что зафиксированные на топограмме микродефекты деформируют решетку по типу «вакансий» [11].

В монокристалле (Bi+Sb) методом ДКТ в геометрии Брэгга также выявлены микродефекты. Поскольку в этом методе контраст дефектов зависит от положения рабочей точки на кривой дифракционного отражения, определение природы микродефектов требует дополнительных экспериментов.



Рис.3. Экспериментальная топограмма монокристалла (Bi<sub>87</sub> +Sb<sub>13</sub>), выращенного методом зонной перекристаллизации в лодочках



Рис.4. Дефекты структуры монокристалла (Bi+Sb), выявленные методом рентгеновской топографии на основе эффекта Бормана

Остановимся более подробно на дислокационной структуре. В монокристаллах (Bi+Sb) наблюдаются линейные дефекты, отличающиеся протяженностью своей В зависимости метода выращивания ОТ В образцах, выращенных в кристаллов. лодочках, ряд дислокаций остаются прямолинейными на протяжении 1000 мкм и имеют постоянную ширину изображения рис.3

### (6).

Протяженность линейных дефектов в монокристаллах (Bi+Sb), выращенных методом зонной плавки в трубках, рис.4 (4) составляет 4500 мкм. Следует отметить, что на топограмме зарегистрировано также несколько десятков линейных дефектов с аномально сильным контрастом рис.4 (5), обусловленным, предположительно, декорированием дислокаций выделением сурьмы в процессе роста кристалла. Протяженность этих дефектов 180-240 мкм.

Кристаллографические направления дислокаций, лежащих параллельно плоскости спайности (111), приближенно определены при помощи стереографической проекции кубической гранецентрированной решетки в направлении [111] (рис.5), как [110], [011],

[121] . Пунктирными линиями на стереографической проекции показан выход плоскости спайности типа (111).



Рис.5. Стереографическая проекция кристалла с кубической гранецентрированной решеткой в направлении [111].

На топограмме (рис.3) виден также ряд дислокаций, имеющих двойной черно-белый контраст в виде конусов различной протяженности. Конусность контраста свидетельствует о том, что данные дислокации лежат наклонно к плоскости спайности и имеют кристаллографическое направления, определенные как [010], [101], [112].

Подавляющее большинство дислокаций, зафиксированных на топограммах, полученных методами ДКТ в геометрии Брэгга и РТБ, относятся к чисто краевым, или являются смешанными дислокациями, но с большой краевой компонентой вектора Бюргерса.

#### Выводы

1. Впервые экспериментально показано, что дефекты структуры узкозонных полупроводников на основе монокристаллических сплавов (Bi+Sb) могут быть исследованы методами двухкристальной рентгеновской топографии в геометрии Брэгта и рентгеновской топографии на основе эффекта Бормана. Методы фиксируют на топограммах дефекты кристаллической решетки всех четырех классов: квазиточечные (микродефекты А- и В- типа ); линейные (дислокации); плоскостные (дефекты упаковки); объемные (макрополя упругих и термоупругих напряжений).

2. Сопоставление результатов монокристаллов (Bi+Sb), исследования выращенных методом зонной перекристаллизации в лодочках и в полностью заполненных цилиндрических стеклянных трубках показало, что последний метод обеспечивает более высокое качество монокристаллов.

[1] Алексеев А.М., Крылов А.С., Мелик-Давтян Р.Л., Петлина Т.Я. // В сб.: Полуметаллы и полупроводники. Л., 1975, изд. ЛГПИ им. А.И. Герцена, С. 95.

[2] Otake S., Koike S., Motohashi Y. Jap. J. Appl, Phys., 1973, v. 12, № 5, p. 636.

[3] Brown D.M., Silverman S.J. // Phys. Rev., 1964, V. 136A, P. 250.

[4] Брандт Н.Б., Свистова Е.А., Сазонов М.В. // ЖЭТФ, 1970, Т. 59, С. 434.

[5] Грабов В.М., Иванов Г.А., Налетов В.Л., Понарядов В.С., Яковлева Т.А. // ФТТ, 1969, Т. 11, С. 3653.

[6] Грабов В.М., Иванов Г.А. // В сб.: Полуметаллы и полупроводники, Л., 1975, изд. ЛГПИ им. А.И. Герцена, С. 59.

[7] Иванов К.Г., Крылов А.С., Калугина И.К. // ПТЭ, 1975, №2, С. 225.

[8] Бонзе У. // В кн.: Прямые методы исследования дефектов в кристаллах – М., Мир, 1965, С. 184.

[9] Borrman G. // Phys. Zeit. 1941. B. 42. № 9/10. s. 157.

[10] Тимофеева Ю.В., Данильчук Л.Н., Анисимов В.Г., Окунев А.О., Ткаль В.А. // Тезисы V Национальной конференции по применению рентгеновского, синхротронного излучений, нейтронов и электронов для исследования наноматериалов и наносистем, -М.: ИК РАН, 2005, С. 391.

[11] Данильчук Л.Н., Васильева Е.В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2002, № 9, с. 49.

# Магнитное упорядочение в bcc [Fe/Co]<sub>35</sub> пленке, исследованное методом ядерно-резонансной рефлектометрии.

М.А. Андреева<sup>1</sup>, <u>Н.Г. Монина</u><sup>1</sup>, Б. Лингдгрен<sup>2</sup>, Л. Хаггстрем<sup>2</sup>, Б. Кальска<sup>2</sup>

Физфак МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы 1, Москва, Россия.

<sup>2</sup> Физический факультет г. Уппсала, Швеция.

e-mail: Nadya\_kim82@mail.ru

# Введение

Магнитные свойства и, в частности, ориентация остаточной намагниченности в тонких пленках представляют большой интерес теоретический И практическую важность. Перпендикулярная анизотропия характерна для магнитных монослоев и реже встречается в тонких пленках. Для них характерна планарная анизотропия. Мессбауэровские измерения для тонких пленок обычно проводятся в условиях, когда падающее излучение нормально к плоскости пленки, и часто полученные спектры характеризуются отношением резонансных линий 3:4:1, что соответствует ориентации магнитного сверхтонкого поля **В**<sub>bf</sub> в плоскости пленки. И до недавнего времени считалось, что ориентация магнитных моментов в плоскости пленки в среднем случайная. Однако, эксперименты по ядерно-резонансному рассеянию в скользящей геометрии показали. что  $\mathbf{B}_{\mathrm{hf}}$ имеют предпочтительную ориентацию в плоскости пленки, что имеет место как в случае монокристаллических, так в случае И микрокристаллических пленок [1-3].

Исследование ориентации магнитных моментов в плоскости пленки является более сложной задачей, чем исследование перпендикулярной анизотропии. Магнитносиловая микроскопия (MFM) не может различить домены с различной ориентации намагниченности в плоскости пленки. Она лишь позволяет обнаружить доменные стенки, если поворот моментов осуществляется через перпендикулярную ориентацию. Мессбауэровские эксперименты на поглощение или с регистрацией конверсионных электронов с наклонным падением дают усредненную картину, зависящую от числа освещенных падающим излучением доменов. К тому же, мессбауэроская установка в силу особенностей конструкции может подмагнитить образцы и исказить картину.

В геометрии скользящего падения при исследовании зеркального отражения почти вся поверхность относительно большого образца освещается падающим излучением, но в условиях когерентного рассеяния следует учитывать усреднение рассеянных волн лишь по поперечной длине когерентности l излучения. Для пучка синхротронного излучения на станции ядерно-резонансного рассеяния Европейского Источника Синхротронного Излучения  $l^{-} \sim 3$  мкм или для скользящих углов ~ 300 мкм на поверхности образца. Таким образом, если размер доменов на поверхности много больше  $l^{-}$ , то мы можем наблюдать форму спектра, соответствующую случаю, когда  $\mathbf{B}_{\rm hf}$  имеет определенное направление. Или наоборот, если размер доменов много меньше  $l^{-}$ , мы будем наблюдать однородную ориентацию  $\mathbf{B}_{\rm hf}$  в плоскости пленки.

Амплитуда ядерно-резонансного рассеяния очень чувствительна к направлению сверхтонкого поля, особенно если падающее излучение поляризовано, как это имеет место на синхротронах. В последнее время во многих экспериментах исследуются особенности намагниченности многослойных пленок методом ядерно-резонансного рассеяния [4-5]. Однако, угловая интерпретация временных спектров ядерно-резонансного отражения в большинстве случаев неоднозначна, чему уделялось мало внимания. Здесь мы исследуем эту проблему на примере экспериментальных результатов для [<sup>57</sup>Fe/Co]<sub>35</sub> пленки.

# Теория

Различная форма временных спектров ядерно-резонансного рассеяния вперед для различных ориентаций сверхтонких полей хорошо известна. Аналогична картина и для угловых и поляризационных зависимостей для временных спектров ядерно-резонансного отражения, измеряемых в скользящей геометрии (так что направления падающего и рассеянного пучка можно для исследования угловых характеристик считать совпадающими c поверхностью пленки), хотя для этих спектров необходимо и учитывать поправки, связанные с динамической природой процессов отражения.

Здесь мы сконцентрируем внимание на неоднозначностях при интерпретации угловых зависимостей временных спектров.

Тензор ядерно-резонансной восприимчивости (для случая магнитного дипольного перехода М1, например, 14.4 кэВ перехода  ${}^{57}$ Fe) для монохроматической волны  $e^{ikr-iE_{\gamma}/t}$  может быть представлен как внешнее произведение токов сверхтонких переходов, единичные сферические векторы в направлении которых мы обозначаем  $\mathbf{h}_{\Delta m}$  (причем  $\mathbf{h}_0 \parallel \mathbf{B}_{hr}$ )

$$\chi^{M1} = -A \frac{2L+1}{2I_e+1} \frac{\Gamma_{nat}}{2} \sum_{m_e, m_g} \frac{\left| \left\langle I_g m_g L\Delta m \, \big| \, I_e m_e \right\rangle \right|^2}{E_{\gamma} - E_R(m_e, m_g) + \frac{i\Gamma}{2}} h_{\Delta m} \cdot h_{\Delta m}^* \tag{1}$$

где  $\Delta m = \pm 1$ , 0 - изменение магнитного квантового числа в дипольном переходе,  $\langle I_{g}m_{g}L\Delta m | I_{e}m_{e} \rangle$  - коэффициенты векторного сложения Клебша-Гордона для дипольного перехода между основным и возбужденным состояниями ядра co спинами – коэффициент,  $I_g = 1/2, I_e = 3/2$ , A пропорциональный объемной плотности резонансных ядер  $\rho_{res}$ , сечению резонансного поглощения  $\sigma_{res}$  и вероятности эффекта Мессбауэра  $f^{LM}$ .

$$A = \hbar \sigma_{res} \rho_{res} f^{LM}, \quad \sigma_{res} = \frac{2\pi}{k^2} \frac{2I_e + 1}{2I_g + 1} \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{nat}}, \quad \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{nat}} = \frac{1}{1 + \alpha}, \quad (2)$$

где  $\lambda = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{1}{k}$ ,  $\Gamma_{nat}$  - естественная ширина линии в резонансе,  $\Gamma_{\gamma}$  - радиационная ширина линии,  $\alpha$  - коэффициент внутренней конверсии. Для <sup>57</sup>Fe  $\lambda = 0.086$  нм,  $\sigma_{res} = 2.56 \, 10^4$  нм<sup>2</sup>, плотность атомов в  $\alpha$ -железе 84.9 нм<sup>3</sup>, так что  $A = 1.98 \, 10^{-4}$  для случая когда f<sup>LM</sup> = 0.7 (при комнатной температуре) и обогащение резонансным изотопом 0.95. Для  $\mathbf{h}_{\Delta m}$  имеем:

$$\mathbf{h}_{\pm 1} = \mp i \frac{\mathbf{h}_x \pm i \mathbf{h}_y}{\sqrt{2}}, \quad \mathbf{h}_0 = i \mathbf{h}_z.$$
(3)

Существенно, что

$$\mathbf{h}_{+1} \cdot \mathbf{h}_{+1}^{*} + \mathbf{h}_{-1} \cdot \mathbf{h}_{-1}^{*} + \mathbf{h}_{0} \cdot \mathbf{h}_{0}^{*} = 1$$
(4)

В частном случае, когда  $B_{\rm hf}$ =0 и шесть магнитных линий спектра схлопываются в одну, тензорное соотношение (4) дает скалярную ядерно-резонансную восприимчивость.

Свертка тензора восприимчивости векторами поляризации для падающего и рассеянного излучения дает соответствующую амплитуду рассеяния (в случае магнитнодипольного перехода М1 перехода следует рассматривать поляризацию магнитного поля излучения); и мы можем проанализировать угловые и поляризационные свойства ядернорезонансного рассеяния. В частности, если мы имеем отражение σ - поляризованного излучения (поле излучения Н перпендикулярно поверхности образца) OT зеркала, намагниченного вдоль поверхности (  $\mathbf{h}_0$  в плоскости поверхности), тогда возбуждения второй и пятой линий в мессбауэровском спектре не будет: (**е**<sub>Н</sub> **h**<sub>0</sub>)=0.

Если когерентно сложить амплитуды рассеяния двух ядер с противоположными направлениями  $\mathbf{B}_{hf}$ , тогда свойства тензора для магнитных компонент с  $\Delta m=\pm 1$  упрощается согласно (3) следующим образом:  $\mathbf{h}_{\pm 1}$  при изменении направления  $\mathbf{B}_{hf}$  переходит в

 $\mathbf{h}_{\pm 1} = \mathbf{h}_{\pm 1}^{*}$ для каждой из линий с  $\Delta m = \pm 1$ :

$$\frac{1}{2}(\mathbf{h}_{+1} \cdot \mathbf{h}_{-1} + \mathbf{h}_{-1} \cdot \mathbf{h}_{+1}) = \frac{1}{2}(1 - \mathbf{h}_0 \cdot \mathbf{h}_0^*).$$
 (5)

Таким образом, круговой дихроизм для этих линий переходит в линейный.

Среднее для диад  $\mathbf{h}_{\Delta m} \cdot \mathbf{h}_{\Delta m}^*$ , для случая, когда  $\mathbf{B}_{\rm hf}$  случайным образом распределено в поверхности пленки (мы будем называть этот случай "plane"):

$$\overline{\mathbf{h}_{\pm 1} \cdot \mathbf{h}_{\mp 1}}^{\perp \mathbf{q}} = \frac{1}{4} (1 + \mathbf{q} \cdot \mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \frac{1}{4} & 0\\ 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix},$$
$$\overline{\mathbf{h}_{0} \cdot \mathbf{h}_{0}^{*}}^{\perp \mathbf{q}} = \frac{1}{2} (1 - \mathbf{q} \cdot \mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0\\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \qquad (6)$$

где q – единичный вектор нормали к поверхности. В (6) мы представляем лишь компоненты матрицы рассеяния в перпендикулярном к пучку СИ направлении (**x**,**z** - плоскость, **z**||**q**, **k**||**y**, см. рис. 1).



В общем случае, когда  $\mathbf{B}_{\mathrm{hf}} \perp \mathbf{q}$ :

$$\mathbf{h}_{+1} \cdot \mathbf{h}_{-1} = (\mathbf{h}_{-1} \cdot \mathbf{h}_{+1})^* = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sin^2 \gamma & i \sin \gamma \\ i \sin \gamma & 1 \end{pmatrix},$$
$$\mathbf{h}_0 \cdot \mathbf{h}_0^* = \begin{pmatrix} \cos^2 \gamma & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$
(7)

Вектор-столбец **H**, определяющий поляризацию падающего σ - поляризованного излучения



Рис. 2. а) Три случая ориентаций  $\mathbf{B}_{\rm hf}$ , которые дают b) одинаковую форму временного спектра ядерно-резонансного отражения.

имеет вид  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ , в этом случае только второй столбец в (6), (7) представляет интерес. Легко видеть, что три различных случая (три модели с различными ориентациями  $\mathbf{B}_{hf}$ ) лают одинаковую форму временного спектра (рис. 2): 1)  $\gamma = 0$  (случай, когда **B**<sub>hf</sub> перпендикулярно направлению пучка СИ в плоскости пленки); 2) случайным случай. когла  $\mathbf{B}_{hf}$ образом ориентировано в плоскости пленки; 3) случай антиферромагнитного упорядочения **B**<sub>hf</sub> в плоскости пленки ( $\sin \gamma - \sin \gamma = 0$ ).



Рис. 3. Спектры ядерно-резонансного отражения при различных ориентациях  $\mathbf{B}_{\rm hf.}$  Был произведен расчет для полубесконечного зеркала <sup>57</sup>Fe,  $\mathbf{B}_{\rm hf}$ =33T, в критическом угле 3.8 мрад.

Еще один интересный факт – мы можем получить одну и ту же рассеянную волну несколькими путями. В случае  $\sigma$  -поляризованного падающего излучения и  $B_{\rm hf}$   $\perp q$ , запишем:

$$\begin{pmatrix} i \sin \vartheta \\ 1 \end{pmatrix} = (1 - \sin \vartheta) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \sin \vartheta \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix}.$$
(8)

Согласно (8) в рассматриваемой ситуации временной спектр ядерно-резонансного рассеяния вперед может быть интерпретирован крайней по мере двумя моделями. характеризующимися ориентациями намагниченности в плоскости пленки: 1) фиксированное направление **B**<sub>hf</sub>,

определяющееся азимутом  $\gamma$  и 2) когерентная смесь случаев  $\gamma = 90$  и  $\gamma = 0$  (эквивалентен антиферромагнитному упорядочению и случайному распределению **B**<sub>hf</sub> в плоскости пленки, см. предыдущий абзац). Лишь один случай  $\gamma = 0$  является уникальным.

Ядерно-резонансное отражение вычисляется более сложным образом по крайней мере в окрестности критического угла по динамическим формулам [6], так что следует суммировать не амплитуды рассеянных волн, а тензоры перед расчетом коэффициента рассеяния отражения (которые вообще говоря различны). Поэтому точного соответствия двух моделей нет. Для иллюстрации мы провели подгонку спектра отражения, вычисленного для различных углов γ =15, 30, 45, 60, 75 и 90°, используя модель когерентной смеси состояний с у =90 и "plane" (рис.3). Результаты подгонки подтверждают, что приближенно соотношение (8) имеет место и для спектров отражения (коэффициент "смеси состояний" ≈ sin 9).

#### Эксперимент

Монокристаллическая (bcc) пленка [<sup>57</sup>Fe(6ML)/Co(3ML)]<sub>35</sub> на подложке MgO была изготовлена магнетронным распылением в Уппсальском университете. Для характеристики образца был измерен КЭМС при комнатной температуре (рис. 4а) [2].



Рис. 4. Мессбауэровский спектр конверсионных электронов (а), кривые отражения для мгновенного и задержанного сигналов (b).

Синхротронные измерения проводились на станции ID22 Европейского источника синхротронного излучения (ESRF). Мгновенная и задержанная кривые отражения (рис. 4b) позволили нам определить электронную плотность нашей пленки, точное положение брэгговского пика и период структуры.

Спектры ядерно-резонансного отражения были измерены при низкой температуре (11 К) в серии измерений с другими образцами. Перед измерениями образец был намагничен вдоль легкой оси перпендикулярной пучку СИ в плоскости пленки, затем образец повернули на 90° и через ~ 8 часов были сняты временные спектры (рис. 5).



Рис. 5. Временные спектры ядерно-резонансного отражения, измеренные в критическом угле и в брэгговском угле.

Однако, временные спектры не соответствовали ожидаемому случаю  $\gamma =90^{\circ}$  (сравните с рис.3), то есть за время после снятия внешнего поля произошло разупорядочение заданной намагниченности. Подгонка спектров дала  $\gamma = 0^{\circ}$ , что могло соответствовать, согласно проведенному ранее рассмотрению, фактически трем возможным ситуациям, изображенным на рис.2a.

Для прояснения ситуации образец был еще раз повернут на 90° и измерен спектр в брэгговском угле (рис. 6).



Рис. 6. Временной спектр ядерно-резонансного отражения, измеренный после второго поворота образца на 90°.

Подгонка этого временного спектра дала  $\gamma = 50^{\circ}$ , что могло на самом деле соответствовать





четырем моделям магнитного упорядочения, представленным на рис.7: а) одно направление  $\mathbf{B}_{\rm hf}$   $\gamma = 50^{\circ}$  в плоскости пленки для всех ядер (однодоменный образец), b) имеется два типа

доменов, причем доменов, в которых  $\gamma = 0^{\circ}$ , больше; с) домены в пленке имеют случайное направление намагниченности, но  $\gamma = 0^{\circ}$ преобладает; d) домены антиферромагнитны с намагниченностью вдоль пучка СИ, но одно направление преобладает.

### Обсуждение

Измерения с поворотом образца в значительной степени снимают неопределенности, связанные с угловыми зависимостями временных спектров отражения. Так, из обсуждаемых моделей, представленных на рис.7, случаи a) и b) должны быть исключены, поскольку они не соответствуют первым измерениям спектров (рис.5). Из случаев с) и d) предпочтение следует отдать случаю d), поскольку известно. что ориентация намагниченности монокристаллических в Fe/Co c объемоцентрированной пленках кубической структурой (bcc) характеризуется наличием легких осей намагничения типа <110>.

В заключение отметим, что однозначно охарактеризовать магнитное упорядочение в образце методом ядерно-резонансного отражения и рассеяния можно только при измерении азимутальной зависимости спектров, а заключение об однодоменности образца (или исследуемого слоя) можно сделать после измерения спектра, соответствующего намагниченности образца вдоль пучка СИ (см. рис. 3). Варьирование поляризации излучения также может решить проблему однозначности.

[1] Kalska B., Haggstrom L., Lindgren B., Blomquist P., Wappling, R. Andreeva M.A., Nikitenko Yu.V., Proglyado V.V., Aksenov V.L., Semenov V.G., Chumakov A.I., Leupold O., and Rüffer R., Hyperfine interactions **136/137**, 295 (2001).

[2] B. Lindgren, M. A. Andreeva, L. Haggstrom, B. Kalska, V.G. Semenov, A.I. Chumakov, O. Leupold, and R. Rüffer, Hyperfine interactions **136/137**, 439 (2001).

[3] Andreeva M.A., Semenov V.G., Lindgren B., Häggström L., Kalska B., Chumakov A.I., Leupold O., Rüffer R., Prokhorov K.A. and Salashchenko N.N., Hyperfine interactions, 141/142, 119 (2002).

[4] L'abbe' C., Meersschaut J., Sturhahn W., Jiang J. S., Toellner T. S., Alp E. E., and Bader S. D., PRL 93, 037201 (2004)

[5] Röhlsberger R., Thomas H., Schlage K., Burkel E., Leupold O., and Rüffer R., Phys. Rev. Lett. **89**, 237201 (2002).

[6] http://www.esrf.fr/computing/scientific/REFTIM /MAIN.htm

# Исследование возможностей управления рентгеновским пучком с помощью кристалла, подвергнутого длинноволновым ультразвуковым колебаниям

<u>А.Е. Благов</u><sup>1</sup>, М.В. Ковальчук<sup>1,2,</sup> В.Г. Кон<sup>2</sup>, В.В. Лидер<sup>1</sup>, Ю.В. Писаревский<sup>1</sup> <sup>1</sup>Институт кристаллографии РАН, Ленинский проспект 59, 119333 Москва <sup>2</sup>Российский научный центр «Курчатовский Институт», 123182 Москва

иискии научный центр «Курчатовский институт», 123182 м

e-mail: aopt@ns.crys.ras.ru

#### Введение

В работе исследовано влияние длинноволновых ультразвуковых колебаний на характеристики рентгеновского пучка в условиях динамической дифракции рентгеновских волн в кристаллах Ge и Si.

Характер взаимодействия рентгеновской и ультразвуковой волны сильно зависит OT соотношения между длиной упругой волны Л и шириной области взаимодействия D (шириной рентгеновского пучка). В области высоких частот, когда D>>Л, упругая волна образует сверхрешетку с периодом, равным длине волны ультразвука. Это приводит к образованию дополнительных рентгеновских дифракционных максимумов сателлитов. Большая часть работ посвящена именно этой области [1-4]. Настоящая работа посвящена исследованию низкочастотной области. D<<A. отличительная особенность которой заключается в создании однородной или градиентной деформации кристаллической решетки по сечению (апертуре) рентгеновского пучка. Эта область осталась мало исследованной.

#### Методика

Была разработана и реализована схема, использующая длинноволновые продольные ультразвуковые колебания при дифракции в геометрии Лауэ.

Ультразвуковые колебания в кристаллах Ge и Si возбуждались с помощью составного резонатора (СР), состоящего из исследуемого кристалла (ИК) и пьезоэлектрического кристалла-резонатора (КР). Кристаллы представляли собой прямоугольные пластины и склеивались друг с другом торцевой частью. Для обеспечения высокой добротности колебаний ширина пластин была в несколько раз меньше их длины, а торцы изготавливались плоскопараллельными. Длина ИК выбиралась исходя из условия многократного превышения размера рентгеновского пучка на образце (0,2 мм), а длина КР выбиралась из условия возникновения механического резонанса в системе ИК-КР. При таких условиях в СР образуется стоячая волна и на каждой пластине укладывается половина длины

упругой волны с максимумами деформаций в центре кристалла. Узел деформации приходится на границу раздела, что позволяет сохранить высокую добротность резонансной системы.

В случае чистой моды пространственное распределение амплитуды деформации упругой волны по длине ИК представляет собой половину синусоиды. В центре кристалла образуется область с однородным изменением деформации по ширине рентгеновского пучка, а по краям изменение деформации по ширине пучка имеет градиентный Проводились электромеханические характер. измерения спектров колебаний изготовленных СР, которые позволяли говорить о моночастотности и высокой добротности колебаний в составном резонаторе (что в пьезотехнике считается признаком чистой моды колебаний).

Экспериментальная установка была собрана на основе рентгеновского спектрометра TPC-1. Установка включала в себя систему возбуждения и контроля ультразвука в кристаллах и систему стробоскопической регистрации интенсивности дифрагированного рентгеновского пучка.

### Экспериментальные результаты

Измерялись кривые дифракционного отражения (КДО), как в непрерывном, так и в стробоскопическом режиме, позволяющим регистрировать дифрагированный рентгеновский



Рис 1. Реальное распределение деформации в ИК.

пучок с частотой колебаний кристалла И регулируемым сдвигом по фазе. В экспериментах стробоскопии установлен без характер распределения ультразвуковой деформации по образцу по полуширине КДО. На рис 1. представлена зависимость полуширины КЛО кристалла Ge и Si в зависимости от положения рентгеновского пучка на кристалле.

Из рисунков видно, что в кристалле Ge на чистую моду деформации наложилась коротковолновая модуляция, что создало сильные градиенты деформации по ширине рентгеновского пучка. Распределение деформации в кристалле Si имеет более однородный характер, который более близок к распределению в случае чистой моды колебаний. Такие измерения дали возможность проанализировать распределение деформации по длине ИК и выявить участки с однородным или градиентным распределением деформации.

На этих участках проводились стробоскопические эксперименты, в которых КДО кристаллов измерялись в зависимости от фазы колебаний ИК. На рисунке представлены КДО кристалла Si, измеренные стробоскопическим методом на участке кристалла с однородной ультразвуковой деформацией (фазы  $-\pi/2$  и  $\pi/2$  соответствуют максимальному растяжению и сжатию кристалла, в фазе  $\phi=0$  ультразвуковая деформация отсутствует).



Рис 2. КДО кристалла Si, измеренные стробоскопическим методом на участке кристалла с однородной упругой деформацией.

Из рисунка видно, что кривые, соответствующие фазам максимального растяжения и сжатия кристалла, смещены относительно кривой, измеренной в отсутствии деформации на ~ 12 угл. сек. Это является следствием изменения параметра кристаллической решетки, которое можно вычислить по формуле Брэгга. В нашем случае  $\Delta \theta$ составило 24 угловые секунды, и, соответственно абсолютное изменение параметра кристаллической

решетки  $\Delta d$  составило ~ 2\*10<sup>-3</sup>A, а относительное  $\Delta d/d \sim 1*10^{-3}$ .

#### Теория

В нашем эксперименте деформация кристалла существенно нарушает однородность пространства в направлении, перпендикулярном направлению распространения рентгеновского пучка, поэтому метод плоских волн, который обычно используется при расчете угловых зависимостей интенсивности рентгеновских лучей в случае дифракции в идеальных кристаллах, неприменим. В этом случае надо использовать общую схему, развитую для расчета топограмм или фазово-контрастных изображений [5,6].

В данной работе деформация в кристалле образца меняется очень медленно в пределах области дифракции. Поэтому, с учетом относительно больших размеров источника и щели, достаточно использовать так называемое «лучевое» приближение (не путать с геометрической оптикой, используемой для когерентного излучения). Это позволило построить специальную теоретическую модель дифракции рентгеновских лучей на пространственно-неоднородной кристалле с деформацией вдоль поверхности образца, создаваемой длинноволновой ультразвуковой волной. С помощью модели, по форме КДО, восстановлены профили деформации ультразвуковой волны в кристалле.

### Заключение

Создана установка для изучения дифракции рентгеновских волн на кристаллах, промодулированных длинноволновым ультразвуком.

Впервые экспериментально показана возможность создания как однородной, так и градиентной периодической во времени модуляции параметра кристаллической решетки длинноволновым ультразвуком.

Экспериментально показано, что однородная деформация приводит к изменению углового рентгеновского положения дифрагированного пучка. неоднородная влияет на а его пространственную структуру. (Это дает возможность немеханического управления угловым положением и пространственной структурой рентгеновского пучка.)

Разработана методика, позволяющая установить характер распределения и измерить величину ультразвуковой деформации по длине образца рентгено-дифракционными методами.

Показана возможность компенсации статической деформации за счет созданной ультразвуком динамической деформации в кристалле.

Построена простая теоретическая модель дифракции рентгеновских лучей на кристалле с пространственно-неоднородной деформацией вдоль

поверхности образца, создаваемой длинноволновой ультразвуковой волной.

# Литература

[1] A. Hauer, S.J. Burns, Appl. Phys. Lett. 27, 524 (1975)

[2] Д.В. Рощупкин, Р. Тукулу, М. Брюнель, В.В. Щелоков, Материалы всероссийского совещания «Рентгеновская оптика», Нижний Новгород, 1, 83 (1999)

[3] D.Shilo, E.Lakin., E.Zolotoyabko, J.Hartwing, J.Baruchel, Synchrotron radiation news 15, 17 (2002)

[4] E. Zolotoyabko, J.P. Quintana, Rev. Sc. Instrumrents. 75, 699 (2004)

[5] V. G. Kohn, I. Snigireva, A. Snigirev, Phys. Stat. Sol. B 222, 407 (2000).

[6] В. Г. Кон, ЖЭТФ 124, 224 (2003).

# Исследование атомной структуры фасетированной поверхности Cu(511)-О с помощью сверхвысоковакуумного СТМ.

<u>А.Н. Чайка</u>, С.И. Божко Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская область, Россия e-mail: <u>chaika@issp.ac.ru</u>

Целью данной работы было исследование методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) атомной структуры поверхностей Си(410)-О и Си(100)-О, полученных при фасетировании поверхности Си(511).

Cu(511) Образец вырезался на электроискровом станке из монокристаллического медного слитка, который предварительно отжигался при температуре 1050°С (чуть ниже температуры плавления) в атмосфере кислорода (p=5x10<sup>-4</sup> Topp) в течение 30 часов. При отжиге кислород внедрялся в объем кристалла. Образец представлял собой диск диаметром 8мм и толщиной 3мм, плоскость поверхности которого по ланным рентгеноструктурного анализа совпалала с плоскостью (511). Перед проведением предварительно исследований образец механически и электрохимически полировался для удаления нарушенного слоя поверхности. Чистая поверхность Cu(511) получалась путем последовательных ионной циклов (Ar+)бомбардировки (р=5×10<sup>-5</sup> Торр, Е=550 эВ) и прогрева в сверхвысоком вакууме (р≤1×10<sup>-10</sup> Торр) при температурах 300-450°С. При этих температурах диффузия атомов кислорода из объема образца к поверхности несущественна, что позволяло получить чистую (по данным Оже-электронной спектроскопии) ступенчатую поверхность Си(511), как показано на рис.1.

Отжиг образца при температуре 550-600°С



Рис.1 СТМ изображение чистой поверхности Cu(511). 40х40nm<sup>2</sup>, U<sub>t</sub>=-800mV, I<sub>t</sub>=0.12nA. Изображение демонстрирует терраски шириной 6.6Å и моноатомные ступени.

в камере сверхвысоковакуумного комплекса RIBER и STM GPI-300 (разработка ЦЕНИ ИОФАН) приводил к диффузии кислорода к поверхности образца, где достигалась его равновесная концентрация. Соотношение интенсивностей линий кислорода и меди в Ожеспектрах после прогрева образца составляло  $I_{O(512)}/I_{Cu(920)}=0.16\pm0.03$ , что соответствует покрытию 0.5 монослоя кислорода на поверхности [1]. В этих условиях происходило фасетирование поверхности (рис.2) на 2 плоскости семейства {410} и (100).

Исследования атомной структуры различных граней фасетированной поверхности с помощью СТМ были выполнены при комнатной температуре. В качестве зондов использовались вольфрамовые иглы, полученные путем электрохимического перетравливания поликристаллической проволоки диаметром 0.3мм. Для удаления окислов с кончика иглы и получения более тонкого острия применялись высокотемпературный прогрев в камере подготовки (20-30 секунд при t=800°С, p=1×10<sup>-9</sup> Торр) и ионная (Ar+) бомбардировка иглы в камере СТМ (Е=600эВ, p=5×10<sup>-5</sup> Торр). При ионном травлении расфокусированный пучок ионов аргона был направлен приблизительно вдоль оси острия. При таком соосном расположении иглы и падающего пучка (отклонение не превышало 10-12°) происходило затачивание острия.



Рис.2. СТМ изображение фасетированной поверхности меди Cu(511)-O (1.6x1.6 $\mu$ m<sup>2</sup>,  $U_{tun}$  = -700mV,  $I_{tun}$  = 0.15nA).

24



Рис.3. СТМ изображение верхушки фасетки после дифференцирования (dZ/dX) вдоль оси быстрого сканирования ( $41x41nm^2$ ,  $U_{tun} = -10mV$ ,  $I_{tun} = 0.2nA$ ).

Чтобы избежать неконтролируемого температурного дрейфа, микроскопические исследования проводились через несколько часов после отжига образца. Время от прогрева до измерений варьировалось от 2 до 70 часов. Температурный дрейф при записи изображений превышал 4 Å/мин. Отметим. не что упорядоченные структуры на всех гранях фасеток сохранялись несколько суток, что полученных говорит 0 стабильности кислородных реконструкций поверхности меди в условиях сверхвысокого вакуума. В качестве рис.3 примера на приведено дифференцированное СТМ изображение верха одной из пирамид, которое демонстрирует наличие упорядоченных структур одновременно на трех гранях фасеток.

При СТМ исследованиях топографии поверхности Cu(410)-О с атомным разрешением (режим постоянного туннельного тока) были получены изображения, несущие различную информацию о структуре террас на ступенчатой поверхности. В разные моменты времени на одном и том же участке поверхности могли быть получены изображения с одним, двумя и тремя рядами атомов в пределах террас. Изображение на рис.4 демонстрирует все три наблюдавшиеся структуры в рамках одного кадра. Следует отметить, что все параметры сканирования при записи кадра оставались неизменными.

СТМ изображения поверхности Cu(410)-О, подобные тем, что видны на участках 1 и 3 рис.4, наблюдались ранее авторами работ [2,3,6]. Так как нереконструированная поверхность Cu(410) содержит 4 ряда атомов в пределах одной террасы, они были интерпретированы в пользу моделей с пропущенным рядом атомов меди в середине террасы [2] или вблизи ступени [3,6]. Подобная интерпретация была выполнена в



Рис.4. СТМ изображение поверхности Cu(410)-О ( $61 \times 61 \text{\AA}^2$ , U<sub>tun</sub>= -2mV, I<sub>tun</sub>= 0.12nA). (1) – 2 ряда атомов кислорода в пределах террас, (2) – один ряд атомов меди, (3) – 3 ряда атомов меди. Врезка – сечение a-b.

предположении, что атомы кислорода не видны в СТМ изображениях. Согласно этой предпосылке, наиболее геометрически совершенные иглы демонстрируют (подобно изображению на участке 3 рис.4) расположение атомов меди внутри террасы с тремя заполненными рядами и одним пропущенным. Впоследствии, однако, были опубликованы данные рентгеновской дифракции и расчетов методом функционала плотности [7], свидетельствующие 0 предпочтительности модели «overlayer» без пропущенного ряда атомов меди для поверхности Си(410)-О. Во всех моделях предполагалось, что атомы кислорода расположены между атомами меди в первом и третьем рядах террас таким образом, что происходит образование цепочек атомов кислорода и меди вдоль направления ступеней [001].

При записи изображения на рис.4 туннельные напряжение и ток, а также скорость записи кадра не менялись, поэтому изменение структуры террас (с двух рядов на один, затем на три и обратно на два) может быть связано лишь с состояния изменением иглы RΟ время сканирования. Мы предполагаем, что главную в изменении контраста в CTM роль изображениях играет изменение электронного состояния кончика иглы и взаимодействия зонда с поверхностью, а не изменение геометрической формы иглы. Из приведенного рисунка видно, что положения двух рядов на участке 1 рис.4 совпалает (c точностью до небольших латеральных смещений) с первым и третьим рядами атомов на участке 3, а положение одного ряда на участке 2 при совмещении соответствующих участков СТМ изображения совпадает с минимумами на участках 1 и 3. Хорошее соответствие положений второго ряда



Рис.5. Модель "overlayer" реконструированной поверхности Cu(410)-О. Серые кружки – атомы меди, черные – атомы кислорода

атомов на участке 1 и третьего ряда атомов на участке 3 наглядно демонстрирует сечение a-b СТМ изображения на рис.4. Можно также отметить существенно различные величины атомных корругаций на участках 1 и 3, а также тот факт, что осцилляции сечения на участке 1 находятся в противофазе с осцилляциями на участке 3.

Так как структура участка поверхности не зависит от состояния зонда и не изменяется существенно со временем, мы считаем, что в случае верно предположение о данном возможности дискриминации атомов того или иного сорта в связи с изменением состояния кончика иглы, сделанное на основе исследований систем О/Си(100) [8], S/Си(110), О/Си(110) [9] и H/Si(111) [10]. В таком случае, можно ожидать, что при различных электронных состояниях иглы СТМ изображения поверхности Cu(410)-О отражают расположение атомов меди (участки 2,3 на рис.4) и кислорода (участок 1) на поверхности. Полагая, что зонд в различных визуализирует разные атомы состояниях поверхности, при «наложении» различных участков изображения на рис.4 получается модель поверхности, представленная на рис.5. Атомы кислорода в рядах располагаются между атомами меди, образуя цепочки Cu-O-Cu-O в первом и третьем рядах террас. Модель «overlayer» на рис.5 не учитывает небольших латеральных и вертикальных смещений атомов, которые можно предположить из измеряемых СТМ изображений.

Различные состояния зонда и, как следствие, визуализация атомов того или иного сорта в СТМ изображениях, по-видимому, связаны с наличием на кончике острия адсорбированных атомов кислорода. В наших экспериментах атомы кислорода попадают на поверхность образца вследствие диффузии из объема и впоследствии могут перескакивать на кончик иглы. Обмен атомами кислорода приуводило к изменению состояния электронной системы зонда и взаимодействия его с поверхностью, а туннелирование



Рис.6. СТМ изображения поверхности Cu(100)-О при разных состояниях вольфрамового зонда. (а) – необработанное изображение (14×14nm<sup>2</sup>), (b), (c) – 2 различных типа изображений поверхности Cu(100)-О после Фурье фильтрации шумов (4×4nm<sup>2</sup>). Изображения (b) и (c) визуализируют различные атомы на реконструированной поверхности.

осуществлялось через тот же атом на кончике иглы, что позволило корректно восстановить модель поверхности Cu(410)-O.

При исследованиях атомной структуры Cu(100)-O также были получены грани различные типы СТМ изображений поверхности (рис.6), которые соответствовали различным состояниям острия. Изображение на рис.6(а) демонстрирует, по-видимому, расположение атомов меди на участке поверхности размером 14х14нм<sup>2</sup>. На нем видны упорядоченные ячейки атомов и пропущенные ряды (пропущен каждый четвертый ряд), а также небольшие дефекты и островки на поверхности. Наблюдающаяся в изображении упорядоченная структура в общих чертах хорошо согласуется с предлагавшимися ранее моделями реконструкции поверхности Сu(100)-О типа ( $\sqrt{2} \times 2\sqrt{2}$ )R45° (модели типа «missing-row»), которые соответствуют покрытию кислорода в 0.5 монослоя [11,12]. Тем не менее, можно заметить и некоторые отличия приведенных СТМ изображений от классических моделей структуры типа ( $\sqrt{2} \times 2\sqrt{2}$ )R45°. В частности, видны латеральные смещения ячеек и смещения атомов от идеальных положений в узлах кристаллической решетки мели. Изображения на рис.6(b,c) были получены после Фурье-фильтрации шумов из СТМ изображений, снятых при различных состояниях вольфрамовой иглы. Мы полагаем, что изображение ни pac.6(b) визуализирует атомы меди на реконструированной поверхности Cu(100)-O, а изображение на рис.6(с) атомы кислорода. Отметим, что СТМ изображения такого типа, как представлено на рис.6(с), ранее приводились в литературе [13,14]. Такое изображение «димеров», разделенных незаполненным рядом атомов, считается одним из классических свидетельств в пользу модели реконструкции поверхности типа ( $\sqrt{2} \times 2\sqrt{2}$ )R45°, в которой каждый четвертый ряд атомов в направлении <001> является пропущенным. Из наших данных мы можем предположить, что изображение всего, скорее должно такого типа. атомов расположению соответствовать кислорода на поверхности Cu(100)-О. Для восстановления же полной структуры столь сложных объектов, как реконструированные в присутствии атомов кислорода поверхности меди, необходимо анализировать различные типы получающихся СТМ изображений и учитывать все имеющиеся литературные данные, полученные различными методиками физики поверхности.

Таким образом, с помощью сканирующего туннельного микроскопа нами была исследована атомная структура фасетированной поверхности Cu(511)-O. Реализованы режимы получения СТМ изображений, соответствующие разным состояниям зонда. Показано, что изменение состояния зонда приводит к преимущественной визуализации атомов различной химической природы на реконструированных поверхностях меди. Показано, что атомная структура поверхности Cu(410)-О соответствует модели «overlayer» без пропущенного ряда атомов меди.

Данная работа была выполнена при поддержке компании NT-MDT (Зеленоград), Фонда содействия отечественной науке, PAH («Влияние программ атомнокристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред») и Роснауки, а также программы Президента РФ по поддержке молодых российских ученых и их научных руководителей (грант № 02.120.11.7370). Авторы выражают глубокую признательность В.Н.Матвееву и Н.А.Виноградовой за помощь в приготовлении и ориентации образца, а также С.С.Назину, С.Н.Молоткову, А.М.Ионову и М.Г.Лазареву за полезные дискуссии и помощь при проведении эксперимента

[1]. M.Wuttig, R.Franchy, H.Ibah, Surface Science **213**, 103 (1989).

[2]. G.W.Lloyd, D.P.Woodruff. Surface Science **285**, L503 (1993).

[3]. P.J.Knight, S.M.Driver, and D.P.Woodruff, J. Phys.: Condens. Matter **9**, 21 (1997).

[4]. P.J.Knight, S.M.Driver, and D.P.Woodruff, Chemical Physics Letters **259**, 503 (1996).

[5]. P.J.Knight, S.M.Driver, and D.P.Woodruff, Surface Science **376**, 374 (1997).

[6]. S.Reiter, E.Taglauer, Surface Science **367**, 33 (1996).

[7]. E.Vileg, S.M.Driver, P.Goedtkindt, et al., Surface Science **516**, 16 (2002).

[8]. F.M.Leibsle, Surface Science **337**, 51 (1995).

[9]. L.Ruan, F.Besenbacher, I. Stensgaard, and E.Laegsgaard, Phys. Rev. Lett. **70**, 4079 (1993).

[10]. S.Yu.Bulavenko, P.V.Melnik, M.G.Nakhodkin, Surface Science **469**, 127 (2000).

[11]. I.K.Robinson, E.Vileg, S.Ferrer, Phys. Rev. B 42, 6954 (1990)

[12]. H.C.Zeng, R.A.McFarlane, K.A.R.Mitchell, Surface Science **208**, L7 (1989)

[13]. F.Jensen, F.Besenbacher, E.Laegsgaard, and I. Stensgaard, Phys. Rev. **B 42**, 9206 (1990)

[14]. Ch.Woll, R.J.Wilson, S.Chiang, H.C.Zeng, K.A.R.Mitchell, Phys. Rev. **B** 42, 11926 (1990)

# Методика определения функции спектральной плотности мощности и эффективной высоты шероховатости поверхности по данным метода атомно-силовой микроскопии.

Ю.В.Грищенко<sup>1</sup>, М.Л.Занавескин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт кристаллографии РАН, Ленинский проспект 59, Москва, Россия. e-mail: <u>spm@ns.crys.ras.ru</u>

На современном этапе развития науки и технологии возникает потребность в развитии методов исследования морфологии поверхности широкого круга объектов. Метод атомносиловой микроскопии (АСМ) позволяет получать информацию о топографии и локальных физических свойствах поверхности с высоким пространственным разрешением. Благодаря ряду преимуществ по сравнению с традиционными методиками АСМ находит все более широкое исследования микро-, применение для наносистем и их компонентов. В частности АСМ является одним из наиболее мощных методов для определения шероховатости сверхгладких поверхностей. Однако на данный момент не существует единой методики лля количественного анализа шероховатости поверхности.

Наиболее часто применяется стандартный метод определения шероховатости, заключающийся в расчете среднеквадратичного отклонения (СКО) высоты. Однако величина СКО высоты зависит от размера области сканирования (рис. 1).



Рисунок 1 Зависимость шероховатости от размера области сканирования.

Как видно из рисунка величина СКО высоты для областей сканирования 1x1 мкм и 80x80 мкм отличается более чем на порядок. Это связано с тем, что разные области сканирования чувствительны к разному диапазону линейных размеров топографии поверхности. Величина СКО высоты зависит от размеров области сканирования, поэтому она не может являться единой количественной характеристикой шероховатости поверхности. Кроме того стандартный метод расчета СКО высоты не позволяет проводить сравнение с другими методами измерения шероховатости.

На ряду с традиционной методикой расчета СКО высоты существует методика, основанная на расчете функции спектральной плотности мощности (СПМ или PSD) по данным ACM. По топографическим изображениям микрорельефа рассчитывается автокорреляционная функция:

$$\mathbf{C}(\mathbf{\rho}) = \left\langle \mathbf{z}(\mathbf{\rho} + \mathbf{\rho}') \, \mathbf{z}(\mathbf{\rho}') \right\rangle \qquad \mathbf{\rho} \equiv (x, y) \qquad (1)$$

где ζ - функция топографии поверхности, ρ радиус вектор, а треугольными скобками обозначается усреднение. Фурье преобразование автокорреляционной функции дает двухмерную функцию спектральной плотности мощности:

$$PSD_{2D}(\vec{\mathbf{f}}) = \int \exp(2\pi i \vec{\mathbf{f}} \vec{\boldsymbol{\rho}}) C(\vec{\boldsymbol{\rho}}) d^2 \vec{\boldsymbol{\rho}}$$
(2)

Для изотропных поверхностей осуществляется переход в полярные координаты по частоте и производиться интегрирование по углу.

В результате формируется семейство PSD функций, рассчитанных для разных размеров областей сканирования (рис. 2).



Рисунок 2 PSD функции полированной кварцевой подложки, рассчитанные по данным ACM.

PSD функция является квадратом спектрального представления функции, описывающей рельеф поверхности образца.

Область определения PSD функции связана с возможностями метода ACM: минимальная частота связанна с наибольшей областью сканирования, реализуемой на данном приборе, а максимальная частота – с латеральным разрешением, то есть с радиусом закругления острия зонда.

По результатам других методов также рассчитывается функция спектральной плотности мощности. На рис. 3 представлено сравнение PSD функций, полученных по данным ACM и рентгеновского рассеяния (XRS). Наблюдается хорошее совпадение PSD функций, рассчитанных по данным двух методов.



Рисунок 3 PSD функции полированной кварцевой подложки, рассчитанные по данным ACM и XRS

PSD функция содержит полную статистическую информацию о измеренном участке топографии поверхности, однако на практике удобно использовать единую количественную характеристику шероховатости Такой величиной поверхности. является эффективная высота шероховатости:

$$\sigma_{eff}^{2} = 2\pi \int_{f_{min}}^{J_{max}} PSD_{2D}(f) f df$$
(3)

где минимальная и максимальная частота лежат в области определения PSD функции.

Диапазон пространственных частот определения PSD функции по данным XRS значительно уже, чем по данным ACM. Поэтому сравнение величины эффективной высоты шероховатости по данным ACM и XRS проводилось в частотном диапазоне от 0,06 до 5,1 мкм<sup>-1</sup>, определяемом возможностями метода XRS. Эффективная высота шероховатости составила 5 Å по данным ACM метода и 4,5 Å по данным XRS.

Представленная методика расчета PSD функции и эффективной высоты шероховатости по данным ACM наиболее полно описывает топографию поверхности во всем диапазоне линейных размеров доступных для измерения методом ACM. Кроме того данная методика позволяет проводить сравнение с результатами других методов определения шероховатости поверхности. Достоверность описанной методики подтверждается хорошим совпадением результатов, полученных по данным ACM и XRS.

# Разработка экспертной системы применения метода атомно-силовой акустической микроскопии (ACAM)

# В.С. Бормашов, Г.С. Батог

Московский физико-технический институт Институтский пер. 9, Долгопрудный, Московская область, Россия e-mail: <u>vitaly@lafeet.mipt.ru</u>

В настоящее время наиболее перспективным метолом. применяемым для исследования локальных упругих свойств материалов в субмикронном масштабе, является атомно-силовая акустическая микроскопия (АСАМ) [1, 2]. Данная методика основана на измерении резонансной частоты колебаний кантилевера (обычно в диапазоне от 100 кГц до 2-5 МГц), приведенного в контакт с исследуемой поверхностью. Выполнение количественных измерений в рамках данного метода можно разбить на четыре основных шага:

- 1. экспериментальное измерение частоты колебаний кантилевера, приведенного в контакт с исследуемой поверхностью,
- 2. определение на основании этих данных величины контактной жесткости,
- 3. с использованием определенной модели контакта и на основе данных по калибровке упругих свойств зонда нахождение индентационного модуля поверхности,
- для неоднородных структур (например, тонкая пленка одного материала на другом) определение требуемых свойств структуры (например, определение толщины пленки при известных упругих константах покрытия и подложки).

Основной вопрос, возникающий при использовании АСАМ как количественного метода, заключается в установлении точности измерений. проводимых Нахождение точности, с которой определена резонансная частота, по спектру колебаний не трудности. Однако представляет более существенный вклад в точность измерения упругих свойств вносит этап определения контактной жесткости по измеренной контактной частоте. В литературе имеется большое количество моделей, учитывающих иные особенности те или ланной колебательной задачи (рис. 1), основными из которых являются: смещение острия-зонда от конца кантилевера [3, 4]; угол наклона кантилевера [5] к поверхности образца; нормальной, так как наличие И тангенциальной жесткости [6, 7]; конечная высота зонда [7]. Однако единой модели, учитывающей систематически все особенности задачи, нет, так как в этом случае возможен только численный расчет.

Как показали наши оценки, пренебрежение каким-либо из основных параметров приводит к некорректному определению контактной жесткости по значению резонансной частоты. По этой причине в работе представлена наиболее полная на настоящий момент модель. описывающая колебания кантилевера в контакте с поверхностью.



Рис. 1. Геометрия колебательной задачи.

Особое внимание уделено определению влияния точности входных параметров (таких как жесткость и длина кантилевера, высота зонда, угол наклона кантилевера, отношение латеральной и нормальной жесткости поверхности, отношение эффективной длины балки к полной длине) на точность определения контактной жесткости. По результатам анализа разработан расчетный модуль, предназначенный для автоматизации громоздких вычислений, выполняемых конечным пользователем.

Как следует из результатов расчетов по разработанной модели, основной вклад в ошибку определения контактной жесткости вносит точность определения жесткости кантилевера. Для уточнения этой величины нами ранее было предложено использовать измерение спектра свободных колебаний кантилевера И осуществлять подбор геометрических размеров в технологического допуска пределах для наилучшего совпадения с наблюдаемыми резонансными частотами [8]. Для выполнения таких расчетов необходимо знание упругих свойств балки (модуля Юнга и коэффициента Пуассона), определение которых на практике связано с рядом трудностей. Данное обстоятельство обусловлено несколькими факторами.

Во-первых, наиболее распространенные кантилеверы изготавливают ИЗ монокристаллического кремния [9], который обладает анизотропией упругих свойств, поэтому возможности возникает вопрос введения эффективного модуля Юнга и коэффициента Пуассона для описания изгибных и крутильных колебаний кантилевера, вытравленного в определенной плоскости и вдоль определенной оси.

Кроме этого, наиболее распространенные кантилеверы имеют на верхней поверхности балки отражающий слой, выполненный из алюминия, золота или другого металла с высоким коэффициентом отражения [9]. Упругие свойства и плотность такого покрытия существенно отличается от соответствующих параметров кремния, а толщина покрытия может составлять десятки процентов от толщины балки кантилевера, поэтому требуется корректный учет отражающего покрытия.

В данной работе рассматривается влияние вышеупомянутых факторов на жесткость прямоугольного кантилевера постоянного сечения. Как оказывается, упругие свойства коммерческого кантилевера могут быть описаны в рамках изотропной модули с помощью эффективных параметров: модуля Юнга и плотности.

Обычный AFAM эксперимент предполагает проведение измерения при фиксированной силе прижима зонда к поверхности, однако для корректной количественной интерпретации полученных результатов (даже на однородном материале) требуется точное знание этой силы. К сожалению, в атомно-силовом микроскопе возможно однозначное определение только силы, действующей на зонд со стороны изогнутой балки, а точное определение капиллярной и адгезионной сил невозможно. В связи с этим в работе предложено для нахождения неизвестных капиллярной И адгезионной составляющих проводить при значениях измерения нескольких прижимающей силы балки. Последующая обработка позволяет однозначно восстановить индентационный модуль поверхности при известном радиусе кантилевера.

Одна ИЗ перспективных областей применения AFAM метода – неразрушающее измерение толщины и упругих свойств тонкопленочных покрытий (например, защитные покрытия на поверхности магнитных дисков). При этом оказывается, что применение обычных зондов со сферической вершиной для этой задачи не возможно, так как при изменении силы прижима изменяется радиус области контакта и, изменяется как следствие, глубина

проникновения механического напряжения. В результате на слоистой структуре эффективный индентационный модуль становится функцией силы прижима и его количественное определение становится практически неразрешимой задачей.

Для преодоления этой трудности в работе предлагается использовать зонды (см. рис. 2) в виде усеченного конуса (с плоской вершиной фиксированного радиуса). Радиус области таких зондов для контакта становится предопределенной величиной, а поэтому для описания слоистой структуры можно ввести понятие эффективного индентационного модуля, определенному отвечающего контактному радиусу.



Рис. 2. Схематическое изображение кантилевера с «плоским» зондом  $r \square a$ .

В работе также приведены результаты расчета величины эффективного индентационного модуля для различных соотношений упругих модулей пленки и подложки и для различной толщины пленки. После выбора специального способа обезразмеривания результаты представлены в виде универсальных графиков. На основании этих данных для конечного пользователя разработан вычислительный модуль, который позволяет определить по контактной жесткости один из параметров: толщина пленки, модуль упругости пленки или модуль упругости подложки, - при прочих известных параметрах.

- [1] U. Rabe, K. Janser and W. Arnold, Rev. Sci. Instrum. 1996 v. 67, p. 3281.
- [2] K. Yamanaka and S. Nakano. Appl. Phys. A 1998 v. 56, p. S313.
- [3] U. Rabe, E. Kester and W. Arnold. Surf. Interface Anal. 1999 v. 27, p. 386.
- [4] U. Rabe, S. Amelio, E. Kester, V. Scherer, S. Hirsekon and W. Arnold. Ultrasonic 2000 v. 38, p. 430.
- [5] E. Kester, U. Rabe, L. Presmanes, Ph. Tailhades and W. Arnold. J. Phys. Chem. Sol. 2000 v. 61, p. 1275.
- [6] S. Amelio, A.V. Goldabe, U. Rabe, V. Scherer, B. Bhushan and W. Arnold. Thin Solid Films 2001 v. 392, p. 75.

- [7] W.-J. Chang. Nanotechnology 2002 v. 13, p. 510.
- [8] Г.С. Батог, А.С. Батурин. Труды XLVII научной конференции МФТИ 2004, с. 48.

Интернет-сайты компаний по распространению аксессуаров для сканирующих зондовых микроскопов: <u>www.ntmdt-</u> tips.com/catalog\_groups.php; www.nanoworld.com/probes\_catalog.html; www.nano-tools.com

# Количественное исследование адгезии нанотрубок методом латеральных сил.

А.С. Батурин, <u>А.А. Чуприк</u>, Е.П. Шешин

Московский физико-технический институт (государственный университет) УНЦ «Нанотехнологии в электроники» Институтский пер. 9, Долгопрудный, Московская обл., Россия. e-mail: <u>nastya@lafeet.mipt.ru</u>

Одним из методов, наиболее подходящих для исследования углеродных наноструктур, является атомно-силовая микроскопия (АСМ) [1-3]. АСМ позволяет получать не только рельеф изучаемого образца, но и распределение по его поверхности механических характеристик, электрических и магнитных свойств и т. п. При изучении углеродных нанотрубок и структур на их основе представляет интерес определение прочностных характеристик таких образований. Для решения этой задачи можно использовать метод латеральных (боковых) сил (МЛС). При всей наглядности МЛС, его недостатком является отсутствие надежных методик количественной интерпретации результатов. Разработанный нами новый способ калибровки позволил перейти от качественных оценок к точным исследованиям [4]. Данный метод намного точнее, чем способы калибровки известные до сих пор [5, 6], и не содержит упрощающих предположений.

При изучении углеродных нанотрубок количественный МЛС открывает простой способ определения прочностных характеристик данных структур: прочность нанотрубок на разрыв, силу их взаимодействия друг с другом и другие параметры. В данной работе количественный МЛС был впервые применен для исследования нанотрубок.

Исследования производились на атомносиловом микроскопе NTegra (NT-MDT, Россия).

В МЛС образец сканируется в контактном режиме в направлении, перпендикулярном оси кантилевера. Латеральная сила закручивает балку, что регистрируется оптической системой. Лазерный луч, отражаясь ОТ верхней поверхности кантилевера, попадает на четырехсекционный фотоприемник, который генерирует сигналы DFL и LF, зависящие от смещения светового пятна в двух взаимно перпендикулярных направлениях. При этом вертикальному изгибу балки кантилевера соответствует сигнал DFL, а деформации кручения, обусловленной латеральными силами, - сигнал LF.

Раствор одностенных открытых углеродных нанотрубок был предоставлен Мурадяном В.Е. (Институт Проблем Химической Физики РАН). Нанотрубки были синтезированы в дуговом разряде [7]. Их исходная длина составляла 5-10 мкм, диаметр ~ 1.5 нм. Затем они были помолоты в растворе

серной и азотной кислот в течение 12 часов. После отмывки порошок нанотрубок был диспергирован в этиловом спирте. Массовое содержание нанотрубок составило 1/10. Капля суспензии была помещена на поверхность высокоориентированного пирографита (ВОПГ). После испарения на поверхности образца осадились как одиночные нанотрубки, так и группы в виде пучков. Последние и стали объектом исследования в данной работе.

По данным наших измерений, в среднем диаметр одиночных нанотрубок составляет 1.5 нм, высота пучков до 100 нм (ниже рассматривается пучок высотой 20 нм).

Образец сканировался в направлении, перпендикулярном пучку нанотрубок. Целью эксперимента было изучение влияния внешнего латерального воздействия на пучок слипшихся нанотрубок. АСМ позволяет контролировать величину такого воздействия путем изменения вертикальной силы прижатия кантилевера к поверхности образца. В ходе эксперимента эта сила постепенно повышалась. В результате пучок нанотрубок сместился. Одновременно с рельефом регистрировались сигналы DFL и LF, пропорциональные нормальной и латеральной силам соответственно (рис. 1). Это позволило наблюдать за изменением пучка и определить значение боковой силы. при котором произошло смещение нанотрубок, то есть, по сути, силу адгезии пучка к поверхности ВОПГа.



Рис. 1. Осциллограммы сигналов DFL и LF «в реальном времени».

Таким образом, данная методика позволяет

не только находить латеральную силу, приводящую к смещению или деформации пучка, но и отслеживать деформацию группы нанотрубок «в реальном времени».

Традиционный МЛС не позволяет найти абсолютное значение величины бокового воздействия, вызвавшей расщепление пучка, т.к. коэффициент пропорциональности между сигналом LF, измеряемым в единицах тока, и латеральной силой неизвестен. Специально разработанный метод калибровки позволил решить данную задачу [4].

Искомый фактор пропорциональности зависит не только от конструкции микроскопа, но и от используемого кантилевера и юстировки оптической системы. На первом этапе из характеристик кантилевера - констант жесткости и геометрических размеров, - а также данных о конструкции микроскопа находится связь между силой и перемещением светового пятна по фотоприемнику. На втором этапе, задействовав юстировочные винты, служащие лля перемещения фотодетектора, при помощи специальной процедуры можно измерить пропорциональность выходных сигналов и смешения пятна. Столь необычный способ. основанный на дополнительных калибровочных измерениях, позволяет не учитывать сложную форму и интенсивность светового пятна в поперечном сечении, что является большим преимуществом перед другими методами [5, 6]. Предложенный метод калибровки позволяет находить латеральную силу с точностью 8-10%.

Таким образом, методы ACM, посредством нового метода калибровки латеральных сил, позволяют на количественном уровне исследовать различные механические характеристики нанотрубок.

Более подробно разработанный метод калибровки, методика и результаты экспериментов будут отражены в докладе.

[1] Volodin, A., Ahlskog, M., Seynaeve, E. at el., Phys. Rev. Lett. 84, 3342 (2000).

[2] Favlo, M.R., Steele, J., Taylor, R.M. II at el., Phys. Rev. B 62 R10665 (2000).

[3] Ashino, M., Schwarz, A., Holscher, H. at el., Nanotechnology 16, S134 (2005).

[4] Baturin, A.S., Chouprik, A.A., Sheshin E.P., Nano@microsystemnaya tehnika 8, 23 (2005).

[5] Ogletree, D.F., Carpick, R.W., Salmeron, M., Rev. Sci. Instrum, 67, 3298 (1996).

[6] Varenberg, M., Etsion, I., Halperin, G., Rev. Sci. Instrum 74, 3362 (2003).

[7] Muradyan, V.E., Tarasov, B.P., Shulga, Yu.M., Book of abstracts of VII Int. conference "Hydrogen materials Science and chemistry of metal hydrides". Alushta-Crimea-Ukraine, September, 2001.

# О применимости модели резервуара в локальном методе исследования приповерхностной аккумуляции заряда.

# В.Г. Попов

Институт Проблем Технологии Микроэлектроники РАН, ул. Институтская 6, Черноголовка, Ногинский р-н., Московской обл., 142432. e-mail: popov@ipmt-hpm.ac.ru

## Введение

приповерхностной Метод локальной аккумуляции заряда (МЛПАЗ) был развит для туннельным исследования сканирующим микроскопом (СТМ) двумерных систем (ДС) в полупроводниковых гетероструктурах. Применение стандартных СТМ методик для таких структур затрудненно из-за наличия поверхностного диэлектрического споя отделяющего двумерный слой от поверхности. В МЛПАЗ измеряется величина заряда, индуцированного на зонде СТМ переменным напряжением [1]. При этом частота переменного сигнала выбирается настолько малой, чтобы было пренебречь можно запаздыванием аккумуляции противоположного по знаку заряда в области ДС, расположенной непосредственно под зондом. В этом смысле данный метод напоминает метод измерения емкости контакта металл-диэлектрик-полупроводник в стандартных транзисторных структурах, где при низких частотах измеряется емкость между затвором и проводящим каналом. При этом если канал является двумерным, то в измеряемой емкости существует так называемый квантовый пропорциональный вклад сжимаемости двумерной системы [2]:

$$\mathcal{C}^{-1} = \mathcal{C}_0^{-1} + \left( \boldsymbol{e}^2 \, \frac{d\boldsymbol{n}}{d\boldsymbol{E}_F} \right)^{-1} \tag{1}$$

где *C*<sub>0</sub> – геометрическая емкость контакта, определяемая толщиной диэлектрического слоя и двумерной системы, *n* и *E<sub>F</sub>* – концентрация и энергия Ферми в двумерной системе. Стоит отметить, что в одноэлектронном приближении  $dn/dE_F = G_F$  – плотность состояний на уровне Ферми ДС. Таким образом, емкость контакта является спектральной характеристикой двумерной системы. Измерения емкости довольно часто использовались лля исследования спектра двумерных систем в квантующих магнитных полях, что позволяло определять такие спектральные характеристики как форма линии уровней Ландау (УЛ) [2], величины спинового и долинного расщеплений УЛ [3]. Более того, исследования туннельных структур на переменном сигнале позволяют одновременное исследование сжимаемости ДС и туннелирования между системами носителей. Таким способом впервые была обнаружена кулоновская псевдощель [4]. Таким образом, измерение проводимости или заряда на переменном сигнале является мощным спектральным методом для контакта метал– диэлектрик–ДС.

В МЛПАЗ контакт металл-диэлектрик-ДС реализуется в каждой точке области сканирования, следовательно, данный метод позволяет изучать спектр ДС локально, что и было продемонстрировано в работах [5, 6]. Однако наряду с хорошо известными особенностями спектральными ДС были обнаружены новые локальные эффекты при целочисленных факторах заполнения УЛ. В частности было обнаружено аномальное увеличение контраста в профилях сканирования в узком диапазоне магнитных полей вблизи целочисленного фактора заполнения УЛ. В этой работе предлагается качественное объяснение обнаруженного увеличения контраста в модели резервуара.

# Модель резервуара

В 1981 году Барафф и Цуи предложили модель, объясняющую квантовый эффект Холла, как результат термодинамического равновесия системы двумерной с резервуаром локализованных состояний, находящихся вне двумерной системы [7]. В качестве такого резервуара можно рассматривать поверхностные состояния или состояния на гетероинтерфейсе. Предложенная модель достаточно vлачно объясняет наличие квантовых плато в холловском сопротивлении. Однако данная модель не смогла объяснить температурную зависимость холловского сопротивления при температурах ниже 1 К. В связи с чем, большее распространение получила модель делокализованых состояний на УЛ. Однако существуют структуры, для которых модель применяется. резервуара успешно Так, например, в туннельных структурах в рамках удачно этой модели удалось описать осцилляции туннельного тока в магнитном поле при туннелировании электронов межлу трехмерной системой и ДС [8]. При этом ДС располагалась между двумя трехмерными и отделялась от них туннельными барьерами с разницей большой В прозрачностях. Предполагалось, что эта разница настолько

что все паление смешающего велика. напряжения осуществляется на малопрозрачном туннельном барьере. Подобные предположения успешно использовались и при туннелировании между ДС [9]. Хотелось бы отметить, что в этой ситуации роль резервуара играет трехмерная система, отделенная от ДС хорошо прозрачным спейсером. При барьером или этом термодинамическое равновесие означает наличие единого химпотенциала у этих систем. Другим существенным моментом является, то что квантующее магнитное поле полностью квантует движение электронов в ДС и лишь модифицирует непрерывный спектр в трехмерной системе. В этой ситуации пересечение УЛ уровня Ферми вызывает существенное перераспределение электронов между системами, что И приводит к осцилляционной магнитной зависимости энергии двумерной подзоны и концентрации в ДС, а значит и туннельного тока в структуре. Обычно для описания подобного перераспределения используют численное самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона [8]. Однако, как показано в работе [10], при определенных параметрах структур возможно аналитическое рассмотрение. В этой работе будет проведен качественный анализ выражений, полученных в работе [10], с целью определения применимости резервуара модели лля объяснения особенностей. обнаруженных МЛПАЗ в режиме целочисленного квантового эффекта Холла.

#### Модель структуры

Аналитический подход неизбежно требует упрощающих допущений, что заметно сокращает область его применения, но при этом он позволяет делать качественные оценки, которые в свою очередь позволяют оценить применимость самой физической модели, которая может быть рассчитана и численно. На рис. 1 представлена диаграмма профиля дна зоны проводимости структуры, допускающей аналитическое рассмотрение. В данной структуре ДС располагается в б-образной квантовой потенциалом яме с вида:  $U(z) = -\alpha \delta(z)$ . Такой вид потенциала выбран, потому что, как известно [11], в нем возникает только одно связанное состояние с энергией  $E_0 = -m\alpha^2/2\hbar^2$ , что справедливо и для рассматриваемой структуры, поскольку предполагается, что  $d >> 2\hbar^2/\alpha m$ 

 $d >> 2\hbar^2/\alpha m$  (2) Здесь d' и  $2\hbar^2/\alpha m$  есть расстояние между ДС и металлом (см. рис. 1) и эффективная ширина волновой функции ДС соответственно. m – эффективная масса электрона. В данной модели пренебрегается эффектами поверхностного обеднения и обогащения характерными для контактов металл полупроводник, поскольку их учет не меняет полученных качественных оценок. Следующим допущением является предположение о существенной



Рис. 1. Профиль дна зоны проводимости исследуемой структуры с УЛ и уровнем размерного квантования.

неупорядоченности металла, в результате чего пренебрегается влиянием магнитного поля на спектр металла. Такое допущение является общепринятым, особенно если в качестве металла рассматривать сильнолегированные контактные области полупроводника. Расчет ведется при нулевой температуре.

#### Энергия подзоны в магнитном поле

В случае нулевой температуры концентрация двумерных электронов определяется следующим выражением:

$$n = \int_{0}^{\mu-E_{0}} \mathcal{G}(\varepsilon, B) d\varepsilon$$

где  $\mu$  и  $\mathcal{G}(\varepsilon, \mathcal{B})$  есть общий химпотенциал и плотность состояний в ДС. Основной идеей расчета является определение связи скорости изменения энергии  $\mathcal{E}_0$  с плотностью состояний на уровне Ферми  $\mathcal{G}_F = \mathcal{G}(\mu - \mathcal{E}_0, \mathcal{B})$ . Прикладывая бесконечно малое изменение магнитного поля, получаем следующие выражение для изменения концентрации при фиксированном  $\mu$ :

$$\delta \boldsymbol{n} = -\boldsymbol{\mathcal{G}}_{\boldsymbol{F}} \delta \boldsymbol{\mathcal{F}}_{0} + \int_{0}^{\mu-\boldsymbol{\mathcal{F}}_{0}} \frac{\partial \boldsymbol{\mathcal{G}}(\boldsymbol{\varepsilon}, \boldsymbol{B})}{\partial \boldsymbol{\mathcal{B}}} \boldsymbol{d} \boldsymbol{\varepsilon} \delta \boldsymbol{\mathcal{B}}$$
(3)

Далее, следуя работе [10], заменим производную по В через производную от циклотронной энергии  $\varepsilon_c = \hbar eB/m$  и учтем, что плотность состояний может быть представлена в виде суммы спектральных функций каждого уровня Ландау:

$$\boldsymbol{\mathcal{G}}(\boldsymbol{\varepsilon},\boldsymbol{\mathcal{B}}) = \sum_{i=0}^{\infty} \beta \boldsymbol{\varepsilon}_{c} \boldsymbol{\varphi}_{i}(\boldsymbol{\varepsilon},\boldsymbol{\mathcal{B}})$$
(4)

где  $\beta \varepsilon_c$  есть кратность вырождения УЛ ( $\beta = m/\pi \hbar^2$  – плотность состояний в нулевом поле). Вид функций  $\varphi(\varepsilon, B)$  зависит от процессов уширения УЛ из-за рассеяния электронов на неупорядоченном потенциале. А точнее  $\varphi(\varepsilon, B)$  определяется соотношением радиуса корреляции неупорядоченного потенциала  $R_c$ , ларморовского радиуса  $R_\ell$  и магнитной длины  $\ell$ . Остальные процессы уширения УЛ считаются пренебрежимо малыми, поскольку температура равна нулю, а туннелирование в металл в силу

выражения (2) также незначительно. В работе [10] подробно рассмотрен случай, когда  $R_c \ll \ell$ , тогда уширение УЛ можно считать однородным и задача о движении подзоны  $\mathcal{E}_0$  становится одномерной задачей, т. е. при изменении магнитного поля происходит перенос заряда только между металлом и ДС. В ситуации, когда  $\mathcal{R}_{c} \geq \ell$  уширение меняет свой характер и неоднородным форма становится И спектральной функции становится гауссовой [12]. В этом случае необходимо учитывать процессы латерального переноса заряда в ДС и задача становится трехмерной. Это, кстати, ставит под сомнение адекватность использования одномерной модели в численных расчетах, использующих гауссову форму линии УЛ [8]. Однако и в случае неоднородного уширения УЛ возможно сделать существенные упрощения, если принять во внимание соотношение между  $R_c$  и d. Так если рассматривать беспорядок электростатического происхождения, т. е. беспорядок неоднородных электростатических полей неупорядоченного металла, возникших из-за наполнения электронами квантовой ямы и формирования ДС, то  $R_c \approx d$ . В этом случае, учитывая соотношение (2),можно пренебречь поляризуемостью квантовой ямы и учитывать только штарковский сдвиг энергии  $E_0$ , что позволяет не решать трехмерное уравнение Шредингера и рассматривать задачу только в рамках трехмерного уравнения Пуассона. При этом энергия  $E_0$  просто отслеживает локальное изменение потенциала. которое прямо пропорционально локальному изменению концентрации:

 $\delta E_0 = e^2 \delta n / C_0$ (5) При этом величина  $\mathcal{L}_0$  определяется в результате решения трехмерного уравнения Пуассона. Поскольку соотношение (5) выполняется локально, то имеет смысл рассматривать локальные величины  $G(\varepsilon, B)$  и  $\varphi(\varepsilon, B)$ . При этом локальное уширение УЛ может быть только однородным, поскольку потенциал считается локально однородным. Определяться это уширение может, например, туннелированием в металл. Таким образом, метод расчета предложенный работе [10] В можно локально, откуда получаем использовать следующие выражение для локальной скорости изменения энергии подзоны:

$$\frac{dE_0}{d\varepsilon_c} = \frac{e^2 n - (N + 1/2)e^2 \mathcal{G}_F \varepsilon_c}{e^2 \mathcal{G}_F \varepsilon_c + \varepsilon_c \mathcal{C}_0} \tag{6}$$

Здесь N – номер верхнего, частично заполненного УЛ. Интересно отметить, что существует вполне определенная величина локальной фермиевской плотности состояний  $G_F^* = n/(\varepsilon_c(N + 1/2))$ , при которой производная  $dE_0/d\varepsilon_c$  меняет знак. Следующий момент, который хотелось бы отметить, поскольку величина  $G_F$ является осциллирующей функцией магнитного поля, то  $dE_0/d\varepsilon_c$  также осциллирует, а значит и  $E_0$  осциллирует. При чем при достаточно высокой плотности состояний на УЛ эти осцилляции имеют треугольную форму и возможен также локальный пиннинг УЛ [10].

#### Неоднородное уширение уровней Ландау

Рассмотрим теперь к чему приводят локальные осцилляции Е<sub>0</sub> с точки зрения неоднороного уширения УЛ. Для начала хотелось бы отметить, что в нашем случае разумнее предположить, что локальное однородное уширение Г<sub>h</sub> УЛ много меньше дисперсии распределения уровней  $E_0$  по энергии Гі в плоскости ДС, т. е. неоднородного уширения УЛ. В тоже время  $\Gamma_i \ll \varepsilon_c$ . В теориях рассматриваемых ранее полагалось, что Гі слабо зависит от магнитного поля и определяется потенциала. дисперсией неоднородного независящего от магнитного поля [12, 13]. Таким образом, если выбрать из неоднородного распределения два локальных уровня *Е*01 и *Е*02 то они должны осциллировать практически синхронно (см. рис. 2 шриховые линии). Однако это противоречит выражению (6), поскольку разным величинам *Е*ол, *Е*ог соответствуют разные локальные значения концентраций  $n_{1,2}$  и фермиевских плотностей состояний *G*<sub>F1.2</sub>. Более того, в сильных полях вполне возможна ситуация, что  $G_{F1} = 0$ , а  $G_{F2} >> 1$ , поскольку  $E_{01}$  - $E_{02} = \Gamma_i >> \Gamma_h$ . Это указывает на асинхронные осцилляции. На рис. 2 сплошными линиями приведены осцилляции уровней в соответствии с формулой (6). Качественно понять такую зависимость можно, получив выражение для производной центра верхнего УЛ  $E_L$ :

$$\frac{dE_{L}}{d\varepsilon_{c}} = N + \frac{1}{2} + \frac{dE_{0}}{d\varepsilon_{c}} = \frac{e^{2}n + (N + 1/2)\varepsilon_{c}C_{0}}{e^{2}G_{F}\varepsilon_{c} + \varepsilon_{c}C_{0}}$$
(7)  
Откуда видно, что при  $G_{F} >> C_{0}/e^{2}$  производная  
 $dE_{L}/d\varepsilon_{c} << 1$ , что и означает локальный пиннинг



Рис.2. Осцилляции двух локальных энергий подзон.

УЛ на уровне Ферми. Теперь рассмотрим локальные центры УЛ  $E_{L1}$  и  $E_{L2}$  от уровней  $E_{01}$  и  $E_{O2}$ . При этом положим, что  $G_{F1} > G_{F}^{*}$ , а  $G_{F2} <<$  $G_{F}$ , т. е. рассматривается ситуация когда первый локальный УЛ начал пиннинговаться на уровне Ферми (см. рис. 3 (а)). Стрелками на рис. 3 указаны направления движения уровней при увеличении магнитного поля в соответствии с формулой (6). Видно, что в этой ситуации  $\Delta E_0 = E_{01} - E_{02}$  уменьшается. Для того, чтобы определить величину уменьшения ΔEn необходимо проследить за поведением уровней  $E_{L1}$  и  $E_{L2}$ . Как показано на рис. 3(а) уровень  $E_{L1}$ достиг уровня Ферми  $\mu$  и фермиевская плотность состояний  $\mathcal{G}_{F1}$  достаточна велика, это означает что  $dE_{L1}/d\varepsilon_c \ll 1$ . В то же время  $G_{F2} \ll$ 1 и производная  $dE_{LZ}/d\varepsilon_c$  достаточно велика и уровень  $E_{L2}$  успеет приблизится к уровню Ферми прежде, чем уровень  $E_{L1}$  покинет его, поскольку  $\Delta E_0 \ll \varepsilon_c$  т. е. в этот момент  $\Delta E_0 \approx$ Г<sub>h</sub>. На рис. 3(б) сплошной линией представлена зависимость  $\Delta E_{c}(\varepsilon_{c})$ , полученная из выражений (6), (7). Таким образом, видно что в модели резервуара неоднородное уширение УЛ имеет осциллирующую зависимость с максимумами при целочисленных факторах заполнения. Более того, в сильных магнитных полях следует ожидать резкое уменьшение и даже полное исчезновение неоднородного уширения при нецелых факторах заполнения УЛ.

#### Заключение

В заключение необходимо подчеркнуть как связаны рассмотренные эффекты неоднородного уширения УЛ с обнаруженным увеличением контраста в МЛПАЗ. Как уже упоминалось выше МЛПАЗ применялся на стандартных структурах с квантовой ямой [1], при этом измерялась величина пропорциональная локальной сжимаемости ДС, в одноэлектронном приближении эта величина пропорциональна фермиевской плотности состояния  $\mathcal{G}_{F}$ , таким образом, обнаруженное увеличение контраста можно интерпретировать как увеличение контраста или дисперсии неоднородного распределения в локальной плотности Ферми *G*<sub>F</sub>. Поскольку состояния в ДС распределены по УЛ, отстоящим на одинаковую энергию от дна двумерной подзоны, то дисперсия  $G_F$  отражает дисперсию  $E_0$ .

При исследовании туннельных структур в работе [6] авторы исследовали локальную величину сопротивления туннельного барьера между ДС и трехмерной электронной системой. Туннельное сопротивление в свою очередь также определяется фермиевской плотностью состояний и энергией  $\mathcal{E}_{\alpha}$ . Более того, выражения (6), (7) можно оценить и сравнить скорости изменения контраста для структур, описанных в работах [1], [6], что было сделано в работе [10]. Результаты сравнения позволяют говорить об удачном описании экспериментов в рамках модели резервуара.



- Рис. 3.(а) Локальные уровни  $E_{01}$ ,  $E_{02}$  и центры УЛ  $E_{L1}$ ,  $E_{L2}$ , стрелками указано направление движения уровней при увеличении магнитного поля. (б) Зависимость разницы уровней  $\Delta E_0$  от магнитного поля.
- S. H. Tessmer, P. I. Glicofridis, R. C. Ashoori, L. S. Levitov, M. R. Melloch, Nature **392**, 51 (1998).
- [2] T. P. Smith, B. B. Goldberg, P. J. Stiles, M. Heiblum, Phys. Rev. B 32, 2696 (1985).
- [3] V. S. Khrapai, A. A. Shashkin, V. T. Dolgopolov, Phys. Rev. B 67, 113305 (2003).
- [4] R. C. Ashoori, J. A. Lebens, N. P. Bigelow, R. H. Silsbee Phys. Rev. Lett. 64, 681 (1990).
- [5] G. Finkelstein, P. I. Glicofridis, S. H. Tessmer, R. C. Ashoori, M. R. Melloch Phys. Rev. B 61 R16 323 (2000).
- [6] I. J. Maasilta, S. Chakraborty, I. Kuljanishvili, S. H. Tessmer, and M. R. Melloch, Phys. Rev. B 68, 205328 (2003).
- [7] G. A. Baraff and D. C. Tsui. Phys. Rev. B 24, 2274 (1981).
- [8] K. S. Chan, F. W. Sheard, G. A. Toombs, L. Eaves. Phys. Rev. B 56, 1447 (1997).
- [9] В. Г. Попов, Ю. В. Дубровский, Ю. Н. Ханин, et al., ФТП 32, 602 (1998).
- [10] V. G. Popov, E-print arXive: condmat/0506753 (2005).
- [11] J. H. Davies, *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors*. An Introduction. (Cambridge University Press 1998), p. 128.
- [12] M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan. Phys. Rev. B 47, 1522 (1993).
- [13] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern, Rev. Mod. Phys. 54, 437 (1982).

# Краевые состояния в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла.

<u>Э.В. Девятов</u><sup>1</sup>, В.Т. Долгополов<sup>1</sup>, А. Лорке<sup>2</sup>, А. Вюртц<sup>2</sup>, В. Вегшайдер<sup>3</sup>, А.Д. Виксфорт<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Институт Физики твердого тела РАН, ул. Институтская 2, Черноголовка, Россия.

<sup>2</sup> Laboratorium fur Festkorperphysik, Universitat Duisburg-Essen, Lotharstr. 1, D-47048 Duisburg, Germany

<sup>3</sup> Institut fur Angewandte und Experimentelle Physik, Universitat Regensburg, 93040 Regensburg, Germany

<sup>4</sup> Lehrstuhl fur Angewandte Festkorperphysik, Ruhr-Universitat Bochum,

Universitatsstrasse 150, D-44780 Bochum, Germany

<sup>5</sup> Institut fur Physik, Universitat Augsburg,

Universitatsstrasse, 1 D-86135 Augsburg, Germany

e-mail: <u>dev@issp.ac.ru</u>

Нами разработана новая экспериментальная методика для исследования электронного транспорта между краевыми состояниями в режиме квантового эффекта Холла в режиме сильной неравновесности между краевыми состояниями. Методика является оригинальной комбинацией квази-Корбино геометрии образца техники пересекающего затвора. и Для реализации методики не требуется сложных литографических процессов. Методика позволяет получать уникальную информацию о энергетической структуре края образца в режиме квантового эффекта Холла и процессах переноса заряда между краевыми состояниями[1].

Проведена модификация существующих теоретических представлений для корректного качественного и количественного описания процесса переноса заряда между краевыми состояниями условиях В сильной неравновесности. Применение этой теории к экспериментальным результатам позволило получить количественную информацию о перераспределении избыточной разности электрохимических потенциалов между краевыми состояниями и роли процессов с переворотом спина[2].

Исследуя перенос заряда с переворотом спина при сильной неравновесности, обнаружена релаксация на макроскопических временах, связанная с процессами в системе ядерных спинов. Получена информация о формировании области динамической ядерной поляризации и диффузии ядерного спина вглубь образца[3].

Использование данной методики для анализа краевого спектра двухслойных систем облегчается тем фактом, что методика позволяет применить и стандартные методы ёмкостной спектроскопии для анализа спектра в глубине образца.

В точке объёмного фазового перехода, связанного с образованием наклонной антиферромагнитной исследование фазы, краевого спектра показало исчезновение потенциального барьера между основным состоянием для локального фактора заполнения v =1 с некоторым количеством возбуждённых электронов и основным состоянием для локального фактора заполнения v = 1 cнекоторым количеством возбуждённых дырок на краю образца. Таким образом установлен необычный характер связи объёмного и краевого спектров в условиях, когда одночастичные теории становятся неприменимыми[4].

Экспериментально продемонстрировано формирование точечных топологических дефектов в структуре краевых состояний в режиме квантового эффекта Холла. Используя технику частичного заполнения, мы исследовали процессы установления равновесия между двухслойной краевыми состояниями В электронной системе с сильным туннелированием между слоями. Неожиданное уплощение вольт-амперных кривых при определённых факторах заполнения в нормальном магнитном поле и восстановление нелинейного поведения в наклонных полях доказательством является существования топологических дефектов[5].

Исследован электронный транспорт между краевыми состояниями в режиме дробного эффекта Холла. Мы обнаружили аномальное увеличение транспорта поперёк несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения 2/3 по сравнению с теоретическими предсказаниями для случая гладкого краевого потенциала. Мы интерпретируем наши результаты как первую экспериментальную демонстрацию наличия внутренней структуры в несжимаемых полосках, возникающих на краю образца в режиме дробного эффекта Холла[6]. 1. A. Wurtz, R. Wildfeuer, A. Lorke, et al. Separately contacted edge states: A spectroscopic tool for the investigation of the quantum Hall effect Phys Rev B 65 (7): Art. No. 075303 (2002)

2. E.V. Deviatov, V.T. Dolgopolov, A. Wurtz , Charge redistribution between cyclotron-resolved edge states at high imbalance JETP Letters 79: (10) 618 (2004)

3. E.V. Deviatov, A. Wurtz, A. Lorke, et al. Two relaxation mechanisms observed in transport between spin-split edge states at high imbalance Phys Rev B 69 (11): Art. No. 115330 (2004)

4. E.V. Deviatov, A. Wurtz, A. Lorke, et al. Manifestation of the bulk phase transition in the edge energy spectrum in a two-dimensional bilayer electron system JETP Letters 79 (4): 171 (2004)

5. E.V. Deviatov, V.T. Dolgopolov, A. Wurtz, et al. Topological defects in the edge-state structure in a bilayer electron system Phys. Rev. B 72, 041305 (2005)

6. E.V. Deviatov, V.T. Dolgopolov, A. Lorke, W. Wegscheider, A.D. Wieck Experimental investigation of the edge states structure at fractional filling factors JETP Letters, vol. 82, issue 8, page 598 (2005).

# Переход металл-диэлектрик при туннелировании между 2D электронными системами, вызванный планарным магнитным полем.

# Е. В. Соколов, Ю. В. Дубровский

Институт проблем микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка E-mail: kason@yandex.ru

работе В настоящей изучалось резонансное туннелирование между двумерными одинаковыми электронными слоями, сформированными  $\delta$ -легированием. В работе показано. что магнитное поле параллельное к слоям вызывает переход металл-диэлектрик, который проявляется как изменение знака зависимости равновесной туннельной проводимости от температуры (проводимости при маленьких напряжениях около нуля). Мы наблюдали резкий переход, то

есть при определённом магнитном поле  $B_S$  мы наблюдали изменение типа проводимости. Найдено простое выражение, позволяющее вычислить  $B_S$ .

При сохранении планарного импульса при туннелировании между параллельными 2D электронными системами наблюдаются резонансные пики зависимости в дифференциальной проводимости от напряжения смещения.. При одинаковых 2D электронных системах резонанс происходит при нулевом напряжении. Сохранение планарного импульса сильно ограничивает фазовое пространство доступное лля туннелирование между параллельными 2D системами. Это ограничение можно описать с помощью электронной спектральной функцией A(E,k). Функция A(E,k) представляет

A(E,k) представляет собой вероятность того, что электрон с волновым вектором  $\vec{k}$  имеет энергию E, и имеет максимум вблизи функции дисперсии  $\hbar^2 \vec{k}^2$ 

одночастичного приближения  $E = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m^*}$ .

Полуширина этого пика и следовательно ширина пика измеренной дифференциальной проводимости определяется конечным временем жизни квантовых состояний в слое.

Пик проводимости уширяется с температурой, который в основном обусловлен увеличением скорости электронного рассеяния и как результат уменьшение времени жизни. Линейное или почти равновесная туннельная проводимость, то есть туннельная проводимость при маленьких напряжениях около нуля, уменьшается с температурой и может быть названо металлическим типом проводимости.

В магнитном поле В параллельном к

слоям, дисперсионные параболоиды сдвигаются относительно в спектральном k -пространстве двумерных систем. Сдвиг равен  $eBd/\hbar$ , где e– заряд электрона и d – среднее расстояние между двумерными слоями, которое равно расстоянию между «центрами масс» волновых функций в слоях. Линейная туннельная проводимость уменьшается с магнитным полем при постоянной температуре. Очевидно, что превышает когда сдвиг удвоенный фермиевский волновой вектор  $2k_{f}$ туннелирование с сохранением планарной компоненты импульса становится невозможным на уровне Ферми. Теперь резонансные состояния имеют большую энергию, и для туннелирования вблизи нулевого напряжения электронам требуется температурная активация. Это значит, что начиная с некоторого магнитного поля  $B_{S} > B^{*} = 2k_{f}\hbar/ed$ равновесная проводимость туннельная должна

туннельная проводимость должна демонстрировать диэлектрический тип температурной зависимости.

В работе исследовалась трёхбарьерная структура с чистым вертикальным транспортом из AlGaAs/GaAs материалов . 2D электронные квантовых системы В ямах были сформированы δ-легированием внутри квантовых ям ( концентрация донорного кремния 3\*1011 ст<sup>-2</sup>). Сильно легированы вокруг контактные области туннельных барьеров.



Рис 1. Схематическое изображение образца.



Рис 2. Дифференциальная проводимость при разных магнитных полях.

Рисунок 3 демонстрирует линейную туннельную проводимость В планарном магнитном поле. Линейная проводимость была получена из резонансных кривых, аналогичных показанным на рисунке 2. На рисунке при  $B_{s} = 13T$  отчётливо видна граница между разными температурными зависимостями линейной проводимости, то есть переход металл-диэлектрик в туннельном переходе. Важно заметить, что зависимость линейной проводимости от магнитного поля при низкой температуре очень мала. Это указывает на относительно маленькое время жизни электронов в квантовых ямах.

В работе для описания экспериментальных результатов использовался метод спектральных функции [2], который позволяет определить такие параметры как концентрацию и квантовое жизни электронов. время Решение самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона позволяет нам найти d. Таким образом мы нашли  $B^* = 9.4T$ . Предполагая, что дисперсионные кривые в точке перехода металл-диэлектрик должны быть разделены на 2k, плюс уширение спектральной функции, можно вывести формулу  $B_s = B * \sqrt{1 + \gamma / E_F}$ . значение  $B_{S}$  с хорошей Вычисленное точностью соответствует экспериментальному значению.



Рис. 3. Зависимости дифференциальной туннельной проводимости при нулевом напряжении смещения от приложенного планарного магнитного поля при разных температурах.

Мы нашли, что температурная зависимость линейной проводимости в туннельном переходе межлу **ДВVМЯ** одинаковыми 2D электронными системами меняет знак с магнитным полем параллельным слоям. Точка поворота  $B_S$  разделяет области с металлической и диэлектрической типами проводимости. Критическое магнитное поле *B<sub>S</sub>* оказалось больше магнитного поля  $B^* = 2k_f \hbar/ed$ , что можно описать с учетом конечной полуширины спектральной функции  $\gamma$ при помощи выражения  $B_s = B * \sqrt{1 + \gamma / E_F}$ .

- J. P.Eisenstein, T.J.Gramila, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Probing a two-dimensional Fermi surface by tunneling, Physical Review B, vol. 44, num. 12 (1991).
- [2]. S.Q. Murphy, J. P.Eisenstein, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Lifetime of two-dimensional electrons measured by tunneling spectroscopy, Physical Review B, vol. 52, num 20 (1995).

# Туннелирование между двумя двумерными дырочными слоями.

# <u>Е.Н. Морозова<sup>1</sup></u>, Ю.В. Дубровский<sup>1</sup>, В.А. Волков<sup>2</sup>, L. Eaves<sup>3</sup>, М. Henini<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Россия.

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup> The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham, UK

e-mail: morel@ipmt-hpm.ac.ru

Впервые исследовано туннелирование тяжелых (НН) и легких (LH) дырок между номинально идентичными двумерными (2D) дырочными системами в перпендикулярном слоям магнитном поле в широком интервале температур. Параллельные обогащенные 2D слои с концентрацией 5\*10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup> формировались с помощью дельта-легирования бериллием матрицы GaAs и были разделены барьером AlGaAs толщиной 51 A.

Измерены зависимости дифференциальной проводимости от напряжения смещения в магнитных полях **B** до 15 T при температурах от 1,8 K до 29 K, рис. 1. При **B**=0 в туннельных спектрах были идентифицированы особенности, связанные с резонасными переходами между 2D подзонами HH1-LH1 и HH1-HH2, рис2. Резонанс HH1-HH1 не обнаружен. В качестве возможных причина анализируются слабая туннельная связь тяжелых дырок и наличие кулоновской щели в туннельной плотности состояний на уровне Ферми.



Рис. 1. Дифференциальная туннельная проводимость структуры в зависимости от приложенного напряжения смещения  $V_b$  для магнитных полей от 0 Т (нижняя кривая) до 15 Т (верхняя кривая). Шаг по магнитному полю между кривыми  $\Delta B$ =0.5T. Кривые смещены по вертикали. T= 7 K.

В магнитном поле туннельные спектры кардинально изменяются. Сравнение экспериментальных данных с расчетами уровней Ландау в дырочных инверсионных слоях, проведенными для двух нижайших подзон в работе [1], позволили идентифицировать переходы между уровнями Ландау, связанными с подзонами HH1 и LH1. При больших напряжениях смещения происходят переходы на уровни Ландау, связанные с подзоной HH2. Расчеты уровней Ландау для подзоны HH2, насколько нам известно, в литературе отсутствуют, поэтому идентификация резонансных особенностей в измеренных туннельных спектрах при больших напряжениях смещения требует дополнительных расчетов.



Рис.2. Диаграмма положений пиков в дифференциальной проводимости, см. Рис.1, в координатах напряжение - магнитное поле

Наиболее интересным оказалось то, что с увеличением температуры от 1.8 К до 7 К резонансные особенности, связанные с туннелированием между подзонами НН1 и LH1, сначала «возгораются», а при дальнейшем увеличении температуры - уширяются. Показано, что аномальная температурная зависимость интенсивности резонансных пиков не связана с последовательным сопротивлением, а обусловлена туннелированием между 2D дырочными слоями. Наиболее вероятное объяснение обнаруженного подавления резонансного туннелирования при низких температурах - кулоновское взаимодействие в параллельных дырочных слоях.

Работа частично поддержана грантами ИНТАС, РФФИ и Президиума РАН.

#### Литература

[1] U. Ekenberg and M. Altarelli, Phys. Rev B **32**, 3712, 1985.

# К вопросу об описании кинетических процессов в средах с наноструктурой

А.Н. Морозов, <u>А.В. Скрипкин</u>

МГТУ им. Н.Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская 5, Москва, Россия а mail: amor@mx hmstu ru, alayay, skrinkin@list.r

e-mail: amor@mx.bmstu.ru, alexey\_skripkin@list.ru

При описании кинетических процессов (например, диффузии) в средах с наноструктурой традиционные методы имеют ряд ограничений. В таких случаях представляется оправданным использование теории немарковских случайных процессов. Наибольший интерес имеют задачи, сводимые к решению интегрального уравнения Вольтерра второго рода вида

$$z(t) + A \int_{0}^{t} z(\tau) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} = \xi(t) , \qquad (1)$$

где z(t) – некоторая характерная для поставленной задачи величина,  $\xi(t)$  – случайная функция времени, например, белый шум, A – константа. Решение (1) имеет вид

$$z(t) = \xi(t) + \int_{0}^{t} R(t,\tau)\xi(\tau)d\tau , \qquad (2)$$

где резольвента

$$R(t,\tau) = \frac{1}{t-\tau} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k r_k (t-\tau)^{\frac{k}{2}} , \ r_k = \frac{A^k \pi^{\frac{\kappa}{2}}}{\Gamma\left(\frac{k}{2}\right)}.$$
 (3)

Здесь  $\Gamma(x)$  – гамма-функция.

График функции  $|R(t-\tau)|$  изображен на рис.1.



Рис.1. График функции  $|R(t-\tau)|$ 

Используя метод, изложенный в [1], для одномерной и *L*-мерной характеристических функций случайного процесса (2), получим

$$g_{1}(\lambda,t) = \exp\left[-\frac{1}{2}\nu\lambda^{2}\left(r_{1}^{2}\ln\frac{t}{\delta t} + \sum_{k=2}^{\infty}r_{k}^{2}\frac{t^{k-1}}{k-1} + 4\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=m+1}^{\infty}(-1)^{m+n}r_{m}r_{n}\frac{\frac{t^{m+n-2}}{2}}{m+n-2} + r_{2} + \delta(t)\right]\right],$$
(4)

$$g_{L}(\lambda_{1},...,\lambda_{L};t_{1},...,t_{L}) = \exp\left[-\frac{1}{2}\nu\left(\sum_{l,k=1}^{L}\lambda_{l}\lambda_{k}\left(\delta(t_{l}-t_{k})+R(t_{l},t_{k})+\sum_{m,n=1}^{\infty}r_{m}r_{n}f_{mn}\right)\right)\right],$$
(5)

где v — интенсивность случайной функции  $\xi(t), \delta t$  — малая положительная величина,  $\delta(x)$  — дельта-функция;

Здесь  $C_a^b$  – биномиальный коэффициент,  $a = \frac{m-3}{2}, b = \frac{n-3}{2}.$ 

График функции  $g_1(\lambda, t)$  для различных t изображен на рис. 2.



Полученные выражения (4) и (5) позволяют определить характеристики случайного процесса (2).

[1] Морозов А.Н. Метод описания немарковских процессов, задаваемых линейным интегральным преобразованием. Вестник МГТУ. Сер. Естественные науки. №3. 2004.

# Зависимость результата электронной литографии от способа экспонирования и плотности тока.

М.А.Князев, А.А.Свинцов, С.И.Зайцев, С.В.Дубонос

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, ул. Институтская д. 6., Черноголовка, Московская область, Россия. e-mail: maleksak@ipmt-hpm.ac.ru

### 1.Введение

В электронной литографии обычно предполагается, как, например, в монографии [1], что скорость проявления резиста зависит только от поглощенной энергии излучения и не зависит от последовательности экспонирования и плотности тока. Наблюдаемые иногда небольшие отклонения от этого правила объясняются нестабильностью тока пучка, или изменением температуры резиста в процессе экспонирования (температурный эффект).

В данной работе будет показано, что в некоторых случаях последовательность экспонирования и плотность тока оказывают влияние на скорость проявления электронных резистов на основе ПММА. Это проявляется в том что, чем выше плотность тока или меньше задержки между экспонированием соседних точек, тем большая доза экспонирования требуется. Максимальное изменение дозы может достигать десятков процентов. Будем называть влияние последовательности экспонирования и плотности тока на скорость проявления резиста МАХ- эффектом.

Для наблюдения эффекта была проэкспонирована тестовая структура, представляющая собой массив 10x10 точек, которые экспонировались (снизу вверх и слева направо) так, что доза каждой последующей точки уменьшалась на 0.6% по сравнению с предыдущей. В результате доза экспонирования последней точки составляла 40.4% от дозы экспонирования первой. Расстояние между соседними точками 40мкм. Электронный пучок был расфокусирован круг диаметром, В приблизительно, 18мкм. Такая структура экспонировалась при разных токах. На рис. 1а представлен результат проявления тестовой структуры для плотности тока  $J=1.2A/m^2$ , а на рис. 16 для  $J=32A/m^2$ . Время экспонирования для каждого тока пересчитывалось так, что в результате все структуры засвечивались с одинаковой дозой.

# 2. Теория.

Для объяснения МАХ- эффекта будем предполагать, как и в работах [2-4], что при облучении полимерная молекула до окончательного разрыва проходит через промежуточное состояние. Предполагается, что темп рождения промежуточных состояний пропорционален плотности тока  $J(K_0$ -константа

процесса).

Далее, у промежуточного состояния есть две возможности:

- 1. вернуться в исходное (сшитое, невозбужденное) состояние
- 2. развалиться окончательно (отойти



диффузионно на безопасное расстояние)

Рис.1.Результат проявления тестовой структуры, при плотности тока экспонирования а)  $J=1.2A/m^2$ ; б)  $J=32A/m^2$ . Стрелка указывает на области с одинаковой толщиной остаточного резиста.

При описании температурного эффекта [2-3] предполагалось, что первый и второй процесс идут спонтанно (с константами  $K_1$  и  $K_3$ , соответственно). Если ограничиться рассмотрением только этих двух процессов первого порядка (все потоки пропорциональны плотности тока Jили концентрации промежуточных состояний b), то плотность окончательных разрывов В (при постоянной температуре) будет зависеть только от дозы экспонирования Т.

Для описания МАХ эффекта необходимо добавить процессы второго порядка, пропорциональные *Jb*, *bb* или *JJ*.

Для отбора существенных процессов физическую рассмотрим модель промежуточного состояния. В работах [2-4] предполагалось, что это возбужденное состояние полимерной молекулы. Думается, что это не так. Таким промежуточным состоянием, скорее всего, является реальный разрыв полимерной цепи, в котором образовавшиеся новые концы достаточно активны, чтобы соединиться вновь и еще не отошли на такое (безопасное) расстояние, где разрыв будет считаться окончательным. Эта хорошо согласуется с моделью модель клеточного эффекта [1], наблюдаемого при экспонировании резистов в растворе. В этом процессе квантовый выход разрывов выше, чем в сухом резисте, из-за более быстрого (в растворе) диффузионного отвода разрывов друг от друга.

Разрыв также может считаться окончательным, если один из его концов потеряет активность, например, присоединив к себе подвижные продукты облучения, или кислород из воздуха.

разрыв" Понятие "окончательный полимерной молекулы, конечно, условно. Известно, что если нагреть резист после экспонирования выше точки стеклования (когда вязкость падает, а диффузия полимерных молекул возрастает на несколько порядков), то доза экспонирования, необходимая для того, проявить резист чтобы до подложки существенно возрастает. По-видимому, места разрывов долго остаются активными и могут при встрече соединяться, образуя новые полимерные цепи. Однако, при стандартном способе проявления (без отжига после экспонирования) сшивки разных полимерных молекул маловероятны и диффузия концов разрыва одной молекулы даже на один шаг превращает разрыв в окончательный.

Таким образом, процессы второго порядка, пропорциональные bb или JJ маловероятны. Более вероятным кажется первый процесс – ускорение электронами возврата в исходное состояние (сшивки) с темпом  $K_2Jb$ .

Обозначим концентрацию окончательных разрывов, как B(t), а промежуточных состояний – b(t). В отличии от констант  $K_1$  и  $K_3$ , зависящих от температуры,

константы  $K_0$  и  $K_2$ , связанные с плотностью тока электронов пучка, по-видимому не должны от нее зависеть, т.к. энергия вторичных электронов хоть и мала (<50эВ), но все же в тысячи раз превышает изменение энергии из-за температуры.,

Концентрация окончательных разрывов определяет молекулярный вес полимера, от которого и зависит проявление, поэтому можно называть B(t) поглощенной дозой.

В результате получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{dB}{dt} = K_3 b$$
(1)  
$$\frac{db}{dt} = K_0 J - (K_1 + K_2 J + K_3) b = K_0 J - \frac{b}{\tau(J)}$$
(2)

$$\tau(J) == rac{\tau_m}{1 + rac{J}{J_m}}$$
 – время релаксации

промежуточных состояний. Здесь определены два составных параметра  $\tau_m$  и  $J_m$ , которые можно найти из эксперимента.

$$\tau_m = \tau(0) = \frac{1}{K_1 + K_3}$$
 - время релаксации

промежуточных состояний без облучения.

$$J_m = \frac{K_1 + K_3}{K_2}$$
 – характерная для данной модели

плотность тока. Еще одна полезная величина

$$T_m = \tau_m J_m = \frac{1}{K_2}$$
 - эффективная

чувствительность, которая в отличии от  $\tau_m$  и  $J_m$ , - не зависит от температуры.

При электронной литографии точка резиста может облучаться несколько раз с разным временем и разной плотностью тока, зависящей от положения электронного луча. Концентрация разрывов В растет и при отсутствии облучения, если концентрация промежуточных состояний b(t) не равна нулю. Будем считать плотность тока J(t) кусочнопостоянная функция от времени, т.е. полная доза B(t) накапливается в процессе облучения на (Nинтервале времени  $t_i < t < t_{i+1}$ , когда *1)-ом* плотностью тока постоянна  $J(t)=J_i>=0$ . На последнем N-ом этапе происходит релаксации в течении "бесконечного" времени с плотностью  $J_N = 0.$  i = 1, ..., N=0тока  $t_1 = 0$ ,  $J_N$  $t_{N+1}$ =бесконечность. Начальные условия B(t=0)=0, т.е. число разрывов до b(t=0)=0начала экспонирования нулевое.

$$b(t) = s_i - (s_i - b_i) \exp\left(-\frac{t - t_i}{\tau(J_i)}\right)$$

$$B(t) = B_i + \left[ s_i(t - t_i) - (s_i - b_i)\tau(J) \left( 1 - \exp\left(-\frac{t - t_i}{\tau(J_i)}\right) \right) \right] K_3$$

где  $s_i = J_i \tau(J_i) K_0$  - стационарное значение промежуточных состояний при плотности тока  $J_i$ .

Для сравнения с экспериментом нас интересует не абсолютное значение плотности разрывов B, а изменение плотности по сравнению со случаем бесконечно малой плотности тока  $B^{0}_{N+1}$  ( $J \rightarrow 0$ ), но при сохранении дозы экспонирования. Найдем

 $B^0 = \tau_m K_0 K_3 \Sigma T_i = K_0 K_3 \tau_m T$ 

Как и полагается, плотность разрывов при бесконечно малой плотности тока пропорциональна дозе экспонирования Т. Теперь запишем выражение для бесконечно большой плотности тока:

$$B^{i} = \tau_{m} T_{m} K_{0} K_{3} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{T}{T_{m}}\right) \right]$$

Заметим, что максимально возможное  $B^{0}$ и минимальное  $B^{i}$  значения поглощенной дозы зависят только от дозы экспонирования T, т.е. изменение плотности тока и последовательности экспонирования могут менять величину поглощенной дозы только в этих пределах. Отношение

$$\frac{B^{i}}{B^{0}} = \left[1 - \exp\left(-\frac{T}{T_{m}}\right)\right] \times \frac{T_{m}}{T} \quad (3)$$

задает предельное уменьшение дозы экспонирования. Эта величина зависит только от  $T/T_m$  отношения дозы экспонирования к характерной чувствительности МАХ-эффекта. Чем меньше  $T/T_m$ , тем меньше влияние данного эффекта.

Прямое изменение поглощенной дозы В затруднительно, поскольку скорость проявления позитивного резиста сложным образом зависит от поглощенной дозы. Гораздо проще измерить дозу экспонирования, которая приводит к одинаковому результату проявления. Найдем, например, максимальный коэффициент увеличения дозы экспонирования  $\varepsilon = T^i/T^0$ , при котором поглощенная доза (плотность разрывов) для бесконечной плотности тока совпадет с результатом, полученным при предельно малой плотности :

$$K_{0}K_{3}\tau_{m}T_{m}\left(1-\exp\left(-\frac{\varepsilon T^{0}}{T_{m}}\right)\right) = K_{0}K_{3}\tau_{m}T^{0}$$
$$\varepsilon = -\ln\left(1-\frac{T^{0}}{T_{m}}\right)\frac{T_{m}}{T^{0}} \quad (4)$$

коэффициент є зависит от отношения  $p = \frac{T^0}{T_m}$ .

При  $p \ge l$  увеличение дозы  $\varepsilon$  при росте

плотности тока J стремится к бесконечности вместе с плотностью тока. При малых значениях p < l увеличение дозы экспонирования быстро выходит на константу.

Получим выражение для окончательного количества разрывов в случае однократного экспонирования N=2,  $J_1=J$ ,  $J_2=0$ ,  $t_1=0$ ,  $t_2=T/J$ . Для этого сначала найдем дозу экспонирования T, соответствующую случаю бесконечно малой плотности тока  $T^0$ .

$$K_0 K_3 \tau_m T^0 = K_3 K_0 J \tau(J) \times \left[ \frac{T}{J} + (\tau_m - \tau(J)) \left( 1 - \exp\left(1 - \frac{T/J}{\tau(J)}\right) \right) \right]$$

Получим следующее неявное уравнение

$$\tau_m T^0 = J\tau(J) \times \left[ \frac{T}{J} + (\tau_m - \tau(J)) \left( 1 - \exp\left(1 - \frac{T/J}{\tau(J)}\right) \right) \right]$$
(3)

Из которого итерациями:  $T^{l} = T^{0}$ ,

$$T^{k+1} =$$

$$\frac{\tau_m T^0 T^k}{\left\{J\tau(J)\left[\frac{T^k}{J} + (\tau_m - \tau(J))\left(1 - \exp\left(-\frac{T^k}{\frac{J}{\tau(J)}}\right)\right)\right]\right\}}$$

Можно быстро получить решение  $T(J, \tau_m, J_m, T^0)$ . Обычно хватает 10 итераций для достижения относительной точности в 10<sup>-5</sup>.

#### 3. Эксперимент.

Для нахождения параметров эффекта был проведен эксперимент. Тестовая структура, описанная выше, была проэкспонирована для разных значений тока. Выбирая одинаково проявленные (по цвету) точки в структурах, экспонированных с разными токами, как показано на рис. 1, был получен набор доз экспонирования Т и плотностей тока Ј, при поглощенная доза В (плотность которых разрывов) остается одинаковой Рис.2. На этом рисунке представлен также результат подгонки экспериментальных данных методом наименьших квадратов, используя зависимость  $T(J, \tau_m, J_m, T_0)$ , вытекающей из предложенной для описания МАХ эффекта модели. Полученные в результате подгонки параметры:  $\tau_m = 385$ мс, *J*<sub>m</sub>=8.57А/м<sup>2</sup>, *T*<sub>m</sub>=3.31Кл/м2. Используя эти параметры из формул (3) и (4) были определены максимальный коэффициент увеличения дозы экспонирования  $\varepsilon = 1.26$  и отношение  $B^i/B^0 = 0.84$ .

Обычно для скорости проявления резиста используется выражение, взятое из модели локального изотропного травления [5]:

$$\frac{V}{V_0} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^{\gamma} \quad (5)$$

Где  $D_0$  это чувствительность резиста,  $V_0$  скорость проявления резиста в в случае когда поглощенная доза равна чувствительности,  $\gamma$ -параметр называемый контрастом. Для ПММА проявляемого в ИПС: H2O 8:1  $\gamma$ =3.8 [6]. В силу того, что поглощенная доза D пропорциональна плотности окончательных разрывовB, то используя формулу (5) мы можем записать:

$$\frac{V^{i}}{V^{0}} = \left(\frac{D^{i}}{D^{0}}\right)^{\gamma} = \left(\frac{B^{i}}{B^{0}}\right)^{\gamma} = (0.84)^{3.8} = 0.516$$

Таким образом, в предельном случае скорость проявления областей получивших одинаковую дозу экспонирования может отличаться почти в два раза.

# 4. Обсуждение и выводы

В данной работе была экспериментально обнаружена зависимость скорости проявления электронного резиста от способа экспонирования и плотности тока. Воспроизводимость эффекта на разных тестовых структурах позволяет предположить, что он не является артефактом. Была предложена модель, описывающая данный эффект. Благодаря члену соответствующему ускорению процесса релаксации промежуточных состояний электронами появилась возможность измерить параметры модели MAX-эффекта.



Рис 2. График, на котором представлены одинаково проявленные (получившие одинаковую дозу) точки, тестовой структуры, экспонировавшейся при разных токах.

В результате подгонки экспериментальных результатов были получены параметры модели МАХ- эффекта. Обнаружено, что время релаксации промежуточных состояний в отсутствии тока  $\tau_m$  – достигает несколько сотен

миллисекунд, при этом суммарное время ПММА экспонирования резистов редко превосходит 100мкс. Поэтому формирование плотности окончательных разрывов молекул (поглощенной дозы) происходит в отсутствии облучения. По-видимому, из-за этого нагрев резиста в процессе экспонирования для сильноточных литографических машин может не оказывать большого влияния на плотность промежуточных Концентрация разрывов. состояний определяется отношением Т/Т<sub>т</sub> и не зависит от температуры ( $T_m = \tau_m J_m = 1/K_2$ ), а время их релаксации слишком велико, поэтому нагретый резист и подложка успеют остыть, в результате константа К<sub>3</sub>, определяющая переход  $b \rightarrow B$  и зависящая от температуры, примет начальное значение.

Максимальная величина эффекта зависит от отношения чувствительности резиста к Т<sub>т</sub> и может достигать десятки процентов. При этом скорость проявления участков резиста проэкспонированных с одинаковой дозой может отличаться почти в два раза. Из-за этого этот эффект может оказывать большое влияние на результат 3D литографии, где необходимо получение объемных структур в резисте. Вследствие довольно ощутимого влияния эффекта на скорость проявления резиста, возможно сильное расхождение остаточных толщин резиста при формировании 3D структур, с запланированными. Это может сильно сказываться на качестве получаемых структур. Таким образом, существует необходимость учитывать влияние МАХ-эффекта при 3D литографии.

#### Литература

1. У. Монро, "Микролитография: принципы, методы, материалы." Москва "Мир", 1990.

2. S.V.Babin, I.Kostitsh, A.A.Svintsov, "Direct measurement of thermoeffect influence of resist sensitivity in EBL." Microelectronic Engineering 17, . 41-44, 1992.

3. S.V.Babin, I.Kostitsh, A.A.Svintsov, "Model and measurement of resist heating effect in EBL." SPIE Vol. 1671, 93-97, 1992.

4. A.A.Svintsov, S.I.Zaitsev, "Simulation of heating in powerful electron lithography." Microelectronic Engineering 27, 187-190, 1995.

5. A.R. Neureuther, D. F. Kyser and C. H. Ting, "Electron beam resist edge profile simulation", IEEE Trans. Electron Dev. ED-26, 686, 1979.

6. S. Zaitsev, M. Knyazev, S. Dubonos, A. Bazhenov, "Fabrication of 3D photonic structures." Microelectronic Engineering 73-74, 383-387, 2004.

# Градиентно-пористый кремний для электродов топливных элементов.

# Е.Ю. Гаврилин, В.В.Старков

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, ул. Институтская 6, Черноголовка, Россия. e-mail: ge@ipmt-hpm.ac.ru

В работе представлены экспериментальные результаты по созданию электродов топливных элементов (ТЭ) на основе макропористого получены мембранные кремния. Впервые структуры пористого р-типа кремния проводимости с изменяемой структурой пор по глубине. Такие структуры называют градиентнопористым кремнием (ГПК). Разработанная технология позволяет в широком диапазоне изменять пористость и морфологию пор по всей толщине пористой мембраны.

### Введение

B настоящее время сформировалось устойчивое достаточно направление фундаментальных и прикладных исследований, связанное с созданием твёрдополимерных топливных элементов на основе кремния и так называемой кремниевой технологии. Основным отличием нового топливного элемента являются кремниевые электроды (анод и катод). Электроды на основе кремния способны интегрировать в монолитном исполнении функциональные возможности большинства дискретных компонентов, ИЗ которых традиционно собираются топливные элементы. В тоже время, для обеспечения необходимой эффективности кремниевый электрод должен обладать по возможности более низкой электропроводностью, большей проницаемостью для водорода и продуктов реакции, а также возможно более развитой проводящей поверхностью формирования на ней для необходимых каталитических И



протонпроводящих слоёв [1].

Обсуждение и результаты экспериментов ГПК структура формировалась с помощью глубокого анодного травления монокристаллического кремния р-типа проводимости с удельным сопротивлением 50-80 Исходные пластины ом×см. имели поверхностную ориентацию (100) и были полированы с обеих сторон, толщина пластин 420 составляла микрон. Травление методике. подробно осуществлялось по описанной в [2]. Как показано в [3], после формирования затравочной структуры пор, изменение плотности анодного тока в процессе травления приводит к контролируемому формированию пористой структуры с переменным сечением пор по глубине. В настоящей работе для создания градиентнопористой структуры была использована другая закономерность, установленная в [2], а именно, зависимость диаметра пор от ингредиентного состава раствора, используемого для глубокого анодного травления кремния. На первом этапе травление осуществлялось в смеси, состоящей из плавиковой кислоты, изопропилового спирта и воды. Скорость травления (скорость роста пор по глубине) в этом растворе при комнатной температуре составляет 0,5-0,6 микрона в минуту. На втором этапе осуществлялась замена раствора на раствор, состоящий из смеси плавиковой кислоты с этиловым спиртом. Скорость роста пор в этом растворе составляет 0,6-0,8 микрона в минуту. На обоих этапах



Рис. 1. Поперечный скол в направлении <110> пластины кремния с градиентно-пористыми слоями. а- сквозная двухслойная (ГПК-2) мембрана, b- трехслойная (ГПК-3) макропористая структура на Siподложке. Структуры имеют чередующиеся слои с прямыми и разветвленными каналами различного диаметра.

процесс осуществлялся при одной и той же плотности тока в режиме генератора тока. После формирования слоёв необходимой толщины часть оставшаяся пластины удаляется механической шлифовкой. На рис.1а представлено изображение скола такой ГПК структуры. Отчётливо видны два слоя с различной структурой пор. На первом этапе (верхняя часть структуры) формируется равномерная структура пор, расположенных перпендикулярно к плоскости травления. Средний диаметр этих пор около 5 микрон. На втором этапе формируются поры, являющиеся продолжением пор, сформированных на первом этапе. Однако их поперечное сечение примерно в три раза меньше, они характеризуются более беспорядочным расположением по объёму. Необходимо отметить, что, используя экспериментальные зависимости пористости структуры от параметров процесса анодного травления и удельного сопротивления кремния [2, 3], возможно контролируемо изменять слоевую структуру пор ПО глубине. Предложенное технологическое решение позволило создать ГПК структуры с чередующимися макропористыми слоями различной морфологии (рис.1b). Такие пористые мембраны могут найти применение для решения различных практических задач и, в частности в качестве электродов ТЭ.

# Литература

[1]. Старков В.В. Тезисы докладов конференции "Физические проблемы водородной энергетики". 29. 11. 2004 г., ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, стр. 45-46; Сборник тезисов девятого международного семинара "Российские технологии для индустрии" Альтернативные источники энергии и проблемы энергосбережения. 30.05.2005 г., ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, стр. 20-21.

[2]. Старков В.В., Цейтлин В.М., Конли И., и др. "Микросистемная техника", 2001, №7, стр. 35-39.

[3]. Старков В.В., Старостина Е.А., Конли И., и др. "Микросистемная техника", 2001, №8, стр. 34-38.

# Создание фотонных 2D структур с квазикристалической симметрией методом электронной литографии.

М.А.Князев, Е.Е. Якимов, С.И.Зайцев, С.В.Дубонос

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, ул. Институтская д. 6., Черноголовка, Московская область, Россия. e-mail: maleksak@ipmt-hpm.ac.ru

В 1987 г. были напечатаны две статьи [1,2], в которых высказывалась идея создания класса оптических нового материалов. распространение способных подавлять электромагнитных волн определенной полосы спектра. Автор одной из них [1], Эли Яблонович из Университета Калифорнии в Лос-Анджелесе, предложил назвать этот класс материалов фотонными кристаллами (photonic crystals). Фотонные кристаллы представляют собой диэлектрические структуры, с периодической модуляцией коэффициента преломления, причем период модуляции сравним с длиной волны света. В этих статьях также указывалось на то, что из-за модуляции коэффициента преломления кристалле фотонном в существуют определенные энергии (длины волн) И направления, запрещенные для фотонов. Диапазон длин волн, где фотонный кристалл не позволяет фотонам распространятся в какомнаправлении, называется либо фотонной запрещенной зоной (ФЗЗ). Если же для фотонного кристалла существует диапазон длин волн, где фотонный кристалл не позволяет фотонам распространятся во всех направлениях и для всех поляризаций, то она называется полной фотонной запрещенной зоной (пФЗЗ).

Фотонные кристаллы могут быть размерности. Размерность различной определяется количеством направлений, вдоль которых происходит модуляция коэффициента преломления. Такие свойства фотонных при создании кристаллов используются оптических волокон, лазеров на микропустотах, волноводов.

Существует два основных фактора определяющих наличие пФЗЗ и ее ширину. Это симметрия фотонного кристалла и контраст. Контрастом двухкомпонентного фотонного кристалла называют отношение  $n_{min}/n_{max}$ , где  $n_{min}$ и *n<sub>max</sub>* коэффициенты преломления материалов. Чем выше симметрия фотонного кристалла и чем выше контраст, тем больше ширина пФЗЗ. Но возможной симметрией максимально для кристаллов является симметрия 6 го порядка, и очень много материалов, удобных для создания фотоно-кристаллических структур, имеют низкий коэффициент преломления. Это ставит ограничение на возможности использования таких материалов в создании оптических приборов на основе фотонных кристаллов. Однако ограничение в максимально возможной симметрии можно снять, если вместо фотонного



Рис.1 а) Результат проявления квазикристалической структуры, в двухслойном резисте сфотографированный в оптическом микроскопе, б) Фурье преобразование рис. 1а

структуры, в) дифракционная картина полученная в результате рассеяния лазерного пучка на приведенной на рис. 1а структуре.

кристалла, создать фотонный квазикристалл [3]. Квазикристаллы также как кристаллы обладают дальним порядком, однако у них отсутствует трансляционная симметрия [3]. К тому же у них нет ограничений на симметрию осей вращения. Благодаря этому становиться возможным создавать квазикристаллы , например, с осями 5, 7, 10 порядка. Создавая квазикристаллы с высокой симметрией, например, 7, 10 или 14 порядка, можно получать пФЗЗ для материалов с низким контрастом.

В данной работе были созданы 2D фотонные квазикристаллы. Как уже отмечалось, главной особенностью квазикристалла является отсутствие трансляционной симметрии. Это приводит к необходимости расчета положения каждой точки. Существует несколько методов расчета узлов квазикристалла [4,5]. Мы проекционный использовали метод, предложенный в [5] и развитый в [6]. С его помощью были рассчитаны квазикристаллические структуры с осями 10 и 14 порядков. Затем были подготовлены файлы для экспонирования. Литография осуществлялась на электронном микроскопе JEOL 840A. переделанном В литограф, с помощью программно- аппаратного комплекса NanoMaker. В узлах квазикристалла экспонировались круги диаметром 1.5мкм. Экспонирование осуществлялось на двухслойном резисте, состоящем из ЭРП-40 в качестве нижнего слоя и ПММА 950К А4 в качестве верхнего. На рис. 1а изображен результат проявления квазикристалической структуры с осью симметрии 10 порядка, в двухслойном резисте сфотографированный в оптическом микроскопе. На рис. 2а снятое в оптическом микроскопе изображение второй проэкспонированной структуры. Она представляет собой матрицу 5х4 квазикристаллов с осью симметрии 14 порядка. Рис 1б и 2б это Фурье образы изображений квазикристаллов с осью симметрии 10 и 14 порядка соответственно. На полученных образцах была получена дифракция лазерного пучка. Результат дифракции изображен на рис. 1в и 2в. На рис. 2в видно, что дифракционные пики являются составными и состоят из 5х4 матрицы пятен.

Таким образом, в данной работе были спроектированы и созданы в двухслойном резисте квазикристаллические структуры 10 и14 порядка симметрии. На них была получена дифракция лазерного излучения. квазикристаллов, в двухслойном резисте сфотографированный в оптическом микроскопе, б) Фурье преобразование для одного элемента матрицы рис. 2а, в) дифракционная картина, полученная в результате рассеяния лазерного пучка на приведенной на рис. 2а структуре.





 E.Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid State Physics and Electronics", Phys.Rev. Volume 58, Number 20, 2059-2062, 1987.
 S. John, "Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices." Phys. Rev. Lett. **58**, 2486, 1987.

- 3. Д. Гратиа, "Квазикристаллы", УФН, Т 156,
- вып. 2, с 347-364, 1988.
- 4. de Bruijn N G Ned. Akad. Wetensch. Proc. Ser. A 43, 39-66, 1981.
- 5.Duneau M and Katz A Phys. Rev. Lett. 54, 2688-91,1985.
- 6. F Gahler and J Rhyner J. Phys. A: Math. Gen. 19, 267-277, 1986.