

ТЕЗИСЫ

3-ей Всероссийской школы молодых ученых

**«Микро-, нанотехнологии
и их применение»**

ИПТМ РАН
Черноголовка,
18-19 ноября 2008 г.

Содержание

Секция «Нанотехнология, сканирующая микроскопия, приборы»		Стр.
1	Сканирующая туннельная микроскопия с атомным разрешением на реконструированных поверхностях меди и кремния. <i>А.Н. Чайка</i> , С.С. Назин, В.Н. Семенов, А.Н. Мягков, С.И. Божко, S. Murphy, K. Radican, I.V. Shvets (приглашенный доклад)	5-8
2	Генерация разностной частоты в двухчастотном полупроводниковом лазере GaAs/InGaAs/InGaP. <i>С.В. Морозов</i> , В.Я. Алёшкин, В.И. Гавриленко, А.А. Дубинов, К.В. Маремьянин, А.А. Бирюков, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин (приглашенный доклад)	9-12
3	Источники одиночных фотонов диапазона 1.55 мкм на основе квантовых точек на подложке GaAs для применения в квантовой криптографии. <i>Е.С. Семенова</i> , R. Hostein, G. Patriarche, O. Mauguin, L. Largeau, I. Robert-Philip, A. Beveratos, A. Lemaître (приглашенный доклад)	13-15
4	Исследование самоорганизации металлических атомов на поверхности металлов в присутствии нанокластеров. <i>А.С. Смирнов</i> , А.М. Салецкий	16-17
5	Атомно-силовая микроскопия в исследовании корреляции рельефов подложки и многослойного покрытия. <i>Ю.В. Грищенко</i>	18
6	Исследование процессов формирования наноразмерных сегнетоэлектрических тонкопленочных мембран методом ВЧ реактивного распыления. С.А. Афанасьев, <i>М.С. Афанасьев</i> , А.А. Евдокимов, В.И. Свитов, А.И. Стогний	19
7	Магнитное строение эпитаксиальных структур из Fe (001) в переходной области размеров. <i>Л.А. Фомин</i>	20-21
8	Молекулярно-электронные преобразователи (МЭП) на основе твердо-жидкостных наноструктур. <i>В.Г. Криштон</i>	22
9	Применение вэйвлет-преобразования для анализа спектров EXAFS: исследование причины появления и анализ артефактов на спектрограммах. <i>В.Н. Павлов</i>	23-24
10	Эмиссионная томография с конфокальной системой коллиматоров <i>Е.Е. Курьянович</i>	25
11	Моделирование фазовых превращений при электродуговом синтезе углеродных наноматериалов. <i>Г.Г. Попов</i>	26
12	Возможности фликкер-шумовых измерений для анализа газовых сред. <i>А.А. Чапкевич</i> , Р.В. Белянкин, В.А. Винокуров	27-30

Секция «Транспорт в наноструктурах»

1	Туннельно-спектроскопические исследования многочастичных эффектов в двумерном электронном газе delta-легированного слоя. <i>С.Е. Дижур</i> , И.Н. Котельников, Н.А. Мордовец (приглашенный доклад)	
2	Экспериментальная реализация интерферометра типа Фабри-Перо для электронов в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла. <i>Э.В. Девятков</i> , V. Marquardt, A. Lorke, G. Biasiol, L. Sorba (приглашенный доклад)	31-32
3	Переход металл-изолятор в сильно-коррелированной неупорядоченной двумерной электронной системе <i>И.С. Бурмистров</i> . (приглашенный доклад)	

4	Зависимость энергетических щелей в дробном квантовом эффекте Холла от фактора заполнения <i>В.С. Храпай</i> , А.А. Шашкин, М.Г. Трокина, В.Т. Долгополов, V. Pellegrini, F. Beltram, G. Biasiol, L. Sorba (приглашенный доклад)	33-34
5	Полярные эффекты при туннелировании между двумерными электронными системами <i>В.Г. Попов</i> , О.Н. Макаровский, L. Eaves, M. Henini, J.-C. Portal (приглашенный доклад)	35-38
6	Детектирование терагерцового излучения при возбуждении двумерных плазмонов в решетке полевых транзисторов <i>Д.В. Фатеев</i> , В.В. Попов, Г.М. Цымбалов, О.В. Полищук	39-40
7	Эволюция волновых пакетов в структуре однослойного графена Г.М. Максимова, <i>Е.В. Фролова</i> , В.Я. Демиховский	41-42
8	Управление кондактансом квазиодномерного канала в присутствии спин-орбитального взаимодействия <i>А.В. Тележников</i> , В.Я. Демиховский	43-44
9	Неупругое туннелирование электронов в пленках металл-углеродных наноконпозитов <i>Е.А. Катаева</i> , А.Д. Божко	45-46
10	Исследование МДП-структур на основе Me/HfO₂/SiO₂/n-Si методом БЭЭ <i>М.А. Лапина</i> , М.А. Исаков, С.В. Тихов, Д.О. Филатов, Ю.А. Матвеев, А.В. Зенкевич	47-48

Секция «Оптические свойства наноструктур и рентгеновская оптика»

1	Неабсорбционная интроскопия на синхротронном излучении <i>Д.К. Погорельый</i> (приглашенный доклад)	49-51
2	Управление спин-орбитальным расщеплением с помощью электрического смещения в n-i-p двойных GaAs/AlGaAs квантовых ямах <i>А.В. Ларионов</i> , Л.Е. Голуб (приглашенный доклад)	52-55
3	Простой способ определения длины пространственной когерентности излучения по данным рентгеновской in-line голографии <i>А.Г. Шабалин</i> , В.А.Бушуев	56-57
4	Исследование возможности повышения разрешающей способности рентгеновских изображений <i>А.С. Маркелов</i> , В.Н. Трушин, Е.В. Чупрунов	58-59
5	Особенности изменений параметров рентгеновских дифракционных максимумов кристаллов ADP при воздействии на них постоянным электрическим полем различной полярности <i>А.В. Марков</i>	60-61
6	Взаимодействие кристалла молекулярных магнитов с циркулярно-поляризованной электромагнитной волной И.Д. Токман, <i>А.В. Швецов</i>	62-63
7	Оптические свойства металлодиэлектрических периодических структур меандрового типа <i>А.Б. Акимов</i> , T. Weiss, A.S. Vengurlekar, H.A.Гиппиус, С.Г. Тиходеев	64-65
8	Металл-диэлектрические двумерные сверхрешетки. Одномерная модель и приближение пустой решетки <i>Г.А. Кичин</i> , T. Weiss, Henzie, H. Gao, T. Odom, H. Gissen, С.Г. Тиходеев	66-67
9	Расчет методом матрицы рассеяния спектров и распределения ближнего поля для оптического водородного сенсора <i>Н.И. Комаревский</i> , T. Weiss, C. Grossmann, T. Meyrath, H. Giessen, С. Г. Тиходеев	68
10	Сканирующая зондовая микроскопия в комбинации с микроскопией комбинационного рассеяния: изучение современных наноматериалов, достижение субволнового оптического разрешения в КР П.С. Дорожкин, <i>А.А. Щекин</i> , А.В. Шелаев, В.А. Быков	69-70

Сканирующая туннельная микроскопия с атомным разрешением на реконструированных поверхностях меди и кремния.

А.Н.Чайка¹, С.С. Назин¹, В.Н. Семенов¹, А.Н. Мягков¹, С.И. Божко¹,
S. Murphy², K. Radican², I.V. Shvets²

¹Институт физики твердого тела РАН, 142432, Московская область, Черноголовка, ул. Институтская, 2

²CRANN, School of Physics, Trinity College Dublin, Dublin 2, Ireland

e-mail: chaika@issp.ac.ru

1. Введение

Изобретение сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) [1,2] позволило проводить исследования особенностей локальной электронной структуры поверхности с атомным разрешением в реальном пространстве. Высокое пространственное разрешение метода основано на экспоненциальной зависимости туннельного тока от расстояния между двумя близко расположенными проводниками [3]: увеличение (уменьшение) расстояния между атомами острия зонда и поверхности на 0.1 нм приводит к уменьшению (увеличению) туннельного тока в 10 раз. Как следствие, при сканировании хорошо подготовленного острия вдоль поверхности образца в некоторых случаях можно получить информацию о геометрическом расположении атомов на поверхности. Вместе с тем, туннельный ток в системе «зонд-поверхность» пропорционален плотности электронных состояний атомов поверхности и острия зонда, вовлеченных в процесс туннелирования. Поскольку атомная и электронная структура острия, как правило, неизвестны, интерпретация экспериментально измеренных изображений с атомным разрешением является сложной задачей, индивидуальной для каждой конкретной системы «зонд-образец». В случае многокомпонентных поверхностей эта задача может дополнительно осложняться тем, что СТМ-изображения могут зависеть от расстояния между острием и поверхностью образца. Впервые этот эффект был продемонстрирован в 1986 г. [4]. Впоследствии, в некоторых работах было показано, что контролируемое изменение величины туннельного промежутка (варьированием комбинации туннельных напряжения и тока) приводит к зондированию различных по симметрии электронных состояний поверхности и, как следствие, к наблюдению различных СТМ-изображений с атомным разрешением [5,6].

В данном докладе мы хотели бы обратить особое внимание на роль электронной структуры атома острия, ответственного за туннелирование, а также величины туннельного промежутка при формировании СТМ-изображений реконструированных поверхностей меди и кремния с атомным разрешением. В качестве образцов нами были использованы реконструированные поверхности Cu(014)+O 0.5ML и Si(111)7×7 с известной атомной структурой [7-9], а также поверхностная фаза

дисилицида гадолиния с атомной структурой типа $(\sqrt{3}\times\sqrt{3})R30^\circ$ [10] на видяльной поверхности Si(111). В качестве зондов для исследования поверхности Cu(014)-O были использованы традиционные W иглы, а также острия из антиферромагнитного MnNi сплава [11,12]. В обоих случаях на острие оказывается атом с набором электронных *d*-состояний вблизи уровня Ферми. СТМ эксперименты на поверхности Si(111)7×7 были выполнены с использованием вольфрамовых игл с кластером кремния на острие. В зависимости от ориентации кластера кремния атом на острие иглы может иметь одну или две оборванные связи, что может существенно влиять на взаимодействие между зондом и образцом и симметрию измеряемых изображений [13-15]. СТМ-эксперименты на поверхности дисилицида гадолиния были выполнены с использованием чистых и терминированных атомом адсорбата вольфрамовых игл.

2. Методика эксперимента

Все измерения были выполнены при комнатной температуре в камере сверхвысоковакуумного (СВВ, $p < 1 \times 10^{-10}$ Торр) спектрометра RIBER, оснащенного сканирующим туннельным микроскопом GPI-300. Процедура приготовления поверхности Cu(014) + O 0.5ML была детально описана ранее [16,17]. Атомно-чистая поверхность Si(111) со структурой 7×7 готовилась по стандартной процедуре, включающей вспышку до 1300°C и последующее постепенное охлаждение до комнатной температуры. Хорошо упорядоченная поверхностная фаза дисилицида гадолиния получалась напылением нескольких монослоев гадолиния с последующим отжигом *in-situ* в условиях СВВ при температуре около 600°C. Чистота поверхности и наличие реконструкции типа $(\sqrt{3}\times\sqrt{3})R30^\circ$, характерной для дисилицидов редкоземельных металлов контролировались с помощью Оже-электронной спектроскопии и дифракции медленных электронов.

W и MnNi острия получались путем электрохимического перетравливания в растворах 2M NaOH и 0.5M HCl [11,12], соответственно. Для получения острых вольфрамовых зондов применялись высокотемпературный прогрев (20-30 секунд при $t=800-1300^\circ\text{C}$, $p=1 \times 10^{-9}$ Торр) с последующей ионной (Ar+) бомбардировкой иглы в камере СТМ ($E=600\text{эВ}$, $p=5 \times 10^{-5}$ Торр). Для очистки и заточки MnNi зондов использовалась только

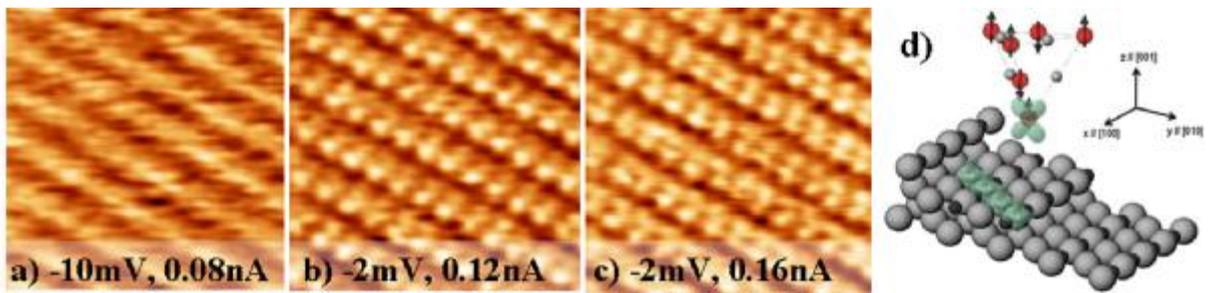


Рис. 1. (а-с) Серия последовательных СТМ-изображений поверхности Cu(014)-O ($4.5\text{ нм} \times 4.5\text{ нм}$) при различных параметрах туннелирования, демонстрирующая изменение симметрии изображений при уменьшении величины туннельного зазора [19]. (d) Модель поверхности Cu(014)-O и MnNi зонда. Большие серые шары отвечают атомам меди, малые черные шары – атомам кислорода. В случае доминирования d_{yz} состояний у атома Mn на кончике иглы возможно регулярное удвоение атомных особенностей вдоль направления $\{110\}$ (Рис. 2а).

бомбардировка пучком ионов аргона, направленным вдоль оси острия.

3. Результаты

3.1. Исследования поверхности Cu(014)-O с помощью W и MnNi зондов СТМ

Атомная структура ступенчатой поверхности Cu(014)-O 0.5ML соответствует модели без пропущенного ряда (“overlayer”), показанной на Рис. 1d [7,8]. СТМ-изображения поверхности Cu(014)-O, полученные зондами из двух различных материалов (W, MnNi), демонстрируют эффекты селективной визуализации особенностей электронной структуры [16-19]. Например, изображения на Рис. 1b,c демонстрируют два типичных случая селективности зонда СТМ: в изображениях с атомным разрешением видны один (Рис. 1b) или два (Рис. 1c) ряда атомных особенностей в пределах террас, содержащих 4 ряда атомов меди (Рис. 1d). Эффекты селективности в случае поверхности Cu(014)-O связаны с наличием большого количества неэквивалентных атомов и, как следствие, неоднородным распределением плотности электронных состояний вдоль поверхности. Нами были выполнены расчеты парциальных плотностей электронных состояний для различных орбиталей атомов игл и поверхности, а также экспериментально измерены зависимости СТМ-изображений от величины сопротивления туннельного промежутка. Измерения показали, что симметрия изображений с атомным разрешением зависит как от состояния острия, так и от параметров туннелирования, в особенности, от расстояния между острием зонда и поверхностью (Рис. 1а-с). Расчеты плотности электронных состояний для различных орбиталей атомов поверхности Cu(014)-O [17] показали, что плотность электронных состояний различной симметрии существенно различна для атомов меди, расположенных в разных рядах террас. Изменение расстояния «игла-образец», по-видимому, приводит к смене электронных состояний, обеспечивающих наибольший вклад в туннельный ток, что и обеспечивает селективную визуализацию различных атомных особенностей. На больших расстояниях

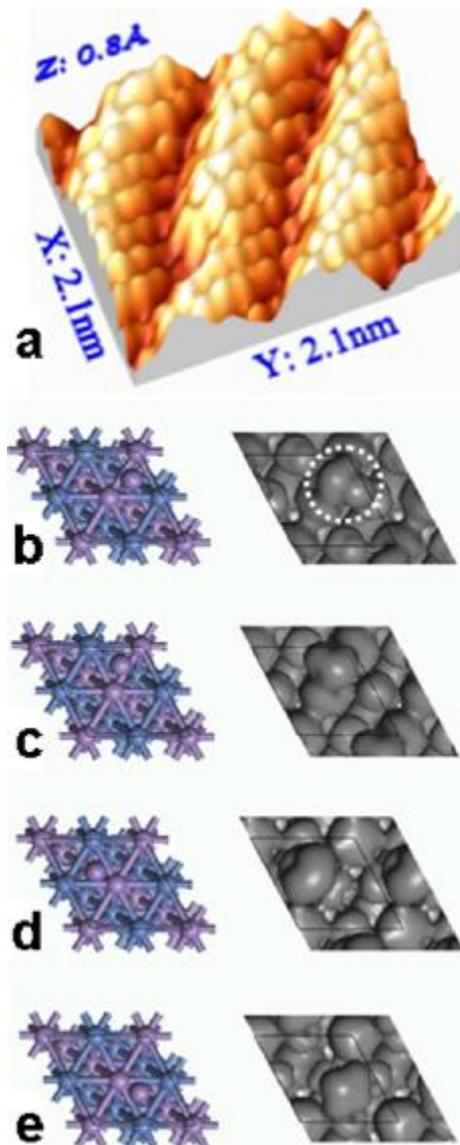


Рис. 2. (а) СТМ-изображение поверхности Cu(014)-O, демонстрирующее удвоение атомных особенностей вдоль направления $\{110\}$ ($V = -30\text{ mV}$, $I_t = 0.08\text{ nA}$). Одноатомный дефект на ступени подтверждает остроту иглы. (b-d) Схематические модели для четырех возможных игл MnNi(111) с атомом марганца на острие (левая панель) и соответствующие поверхности равной плотности электронных состояний в интервале $E_{\text{F}} \pm 0.22\text{ эВ}$, рассчитанные в рамках метода DFT (правая панель) [19]. Положения атома на острие указаны ромбом на правой панели.

наибольший вклад в туннельный ток дают $d_{3z^2-r^2}$ состояния (Рис. 1а). В этом случае (при идеальной игле) могут быть разрешены 3 или 4 ряда атомов в пределах террас [16,17]. При уменьшении расстояния существенный вклад в туннельный ток начинают давать электронные состояния типа d_{xz} , d_{yz} (Рис. 1b). В этом случае оказывается выделенным один из рядов атомов меди в пределах террас [17,19]. При дальнейшем уменьшении расстояния наиболее существенным становится вклад d_{xy} , $d_{x^2-y^2}$ состояний (Рис. 1с),

что приводит к визуализации двух кислородных рядов в пределах террас. Изменение расстояния между зондом и образцом может произойти и неконтролируемо из-за модификации иглы, что может привести к изменению симметрии изображения при одинаковых параметрах туннелирования.

В ряде экспериментов с использованием MnNi игл нами были измерены изображения, демонстрирующие регулярное удвоение атомных особенностей вдоль плотноупакованного направления {110} (Рис. 2а). Результаты расчетов электронной структуры систем игла-образец [18,19], выполненные в рамках методов сильной связи и функционала плотности (DFT), показали, что причиной удвоения числа атомных особенностей в изображениях поверхности Cu(014)-O является асимметричное состояние MnNi зонда (доминирование d_{yz} состояний атома на кончике иглы). Именно эта ситуация схематически показана на Рис. 1d. Как показали теоретические расчеты, такая ситуация довольно редкая и реализуется в случае трехгранной пирамидки с ориентацией (111) на конце MnNi иглы. Расчет плотности электронных состояний иглы (Рис. 2b-e) демонстрирует, что только одно положение атома Mn на плоскости MnNi(111) может отвечать эффекту удвоения атомных особенностей (Рис. 2b). Как следствие, эффект наблюдался в редких экспериментах и в очень узком диапазоне напряжений и токов из-за резкой зависимости изображений с атомным разрешением от величины сопротивления туннельного промежутка (Рис. 1).

3.2 Расщепление адатомов в STM-изображениях поверхности Si(111)7×7

STM-эксперименты на модельной системе Si(111)7×7 также показали зависимость измеряемых изображений от расстояния зонд-поверхность. На Рис. 3с,d показаны изображения поверхности, измеренные вольфрамовыми зондами с кластером кремния на острие при разных сопротивлениях туннельного зазора. Игла в этом случае готовилась путем осторожного касания поверхности в туннельном режиме. Изображения (Рис. 3) демонстрируют регулярное расщепление адатомов, которое может быть объяснено визуализацией двух sp^3 орбиталей на апексе кремниевой иглы с ориентацией (001). Эта ситуация схематически

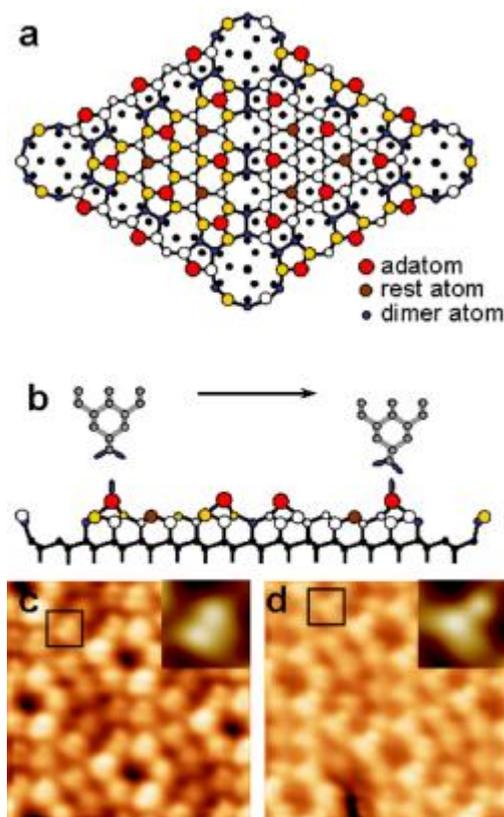


Рис. 3. (а,b) Модель поверхности Si(111)7×7 и иглы Si(001) при разных расстояниях «игла-образец». (с,d) STM-изображения, демонстрирующие расщепление адатомов: V=-0.3В, I=80пА (с), V=-0.1В, I=80пА (d).

показана на Рис. 3а,b. Ранее подобные субатомные особенности наблюдались в экспериментах с использованием атомно-силовой [13,14] и динамической сканирующей туннельной микроскопии [15], однако эти результаты, по-видимому, так и не были воспроизведены другими группами. Отметим, что наблюдаемый эффект не может быть обусловлен наличием классической двойной иглы (наличием двух атомов на острие зонда, вовлеченных в процесс туннелирования), поскольку игла хорошо разрешала угловые ямки и одноатомные дефекты (Рис. 3с,d), а также позволяла получить стандартные картинки заполненных состояний поверхности Si(111)7×7, визуализирующие положения адатомов и «rest»-атомов поверхности при больших туннельных напряжениях [20,21]. Как показали наши измерения, изменение величины туннельного зазора приводит к изменению формы наблюдаемых в STM субатомных особенностей (относительной высоты и расстояния между двумя максимумами) [20,21]. При уменьшении сопротивления туннельного промежутка (расстояния «зонд-образец») симметричная двойная особенность превращается в асимметричную. Наблюдаемый эффект, на наш взгляд, может быть связан с взаимодействием адатомов поверхности и атома кремния на острие, вызывающим релаксацию атома кремния на кончике иглы (Рис. 3b,d).

3.3. Зависимость изображений поверхности дисилицида гадолиния в случае симметричного и асимметричного зонда СТМ

На Рис. 4 показаны фрагменты двух серий последовательных изображений поверхности дисилицида гадолиния, измеренных при различных сопротивлениях туннельного промежутка с помощью чистой (Рис. 4а-с) и терминированной атомом адсорбата (Рис. 4д-ф) вольфрамовой иглы. В обоих случаях симметрия изображений изменяется при уменьшении расстояния игла-образец. В случае чистой вольфрамовой иглы с симметричным распределением плотности электронных состояний вокруг атома острия структура изображений претерпевает изменение от структуры типа 1×1 (Рис. 4а) к структуре типа $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ (Рис. 4б,с). Можно отметить, что при самых малых величинах туннельного зазора (Рис. 4с) изображение поверхности хорошо соответствует модельной структуре дисилицидов редкоземельных металлов, предложенной в работе [10] и показанной схематически на Рис. 4г. Подобный эффект наблюдался и при использовании симметричных игл с кластером кремния на острие. В случае асимметричной иглы с атомом адсорбата (предположительно кислорода) на острие наблюдалась зависимость изображений от расстояния, показанная на Рис. 4д-ф. Также как и в первом случае, при больших сопротивлениях туннельного промежутка изображения

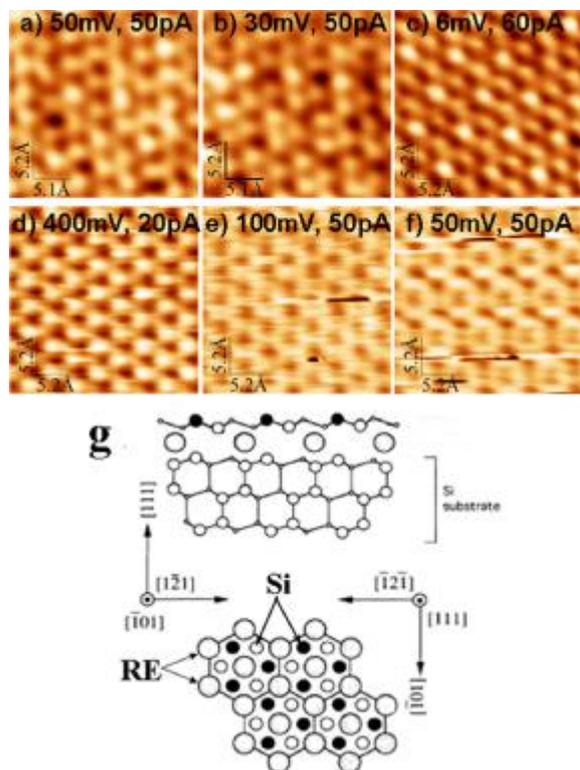


Рис. 4. (а-ф) Серии СТМ-изображений поверхности силицида гадолиния, измеренные чистым W зондом (а-с) и асимметричным W зондом с атомом адсорбата на острие (д-ф). (г) Модель поверхности дисилицида редкоземельного металла с атомной структурой типа $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ [10].

поверхности соответствовали структуре типа 1×1 (Рис. 4д). Однако, в случае несимметричной иглы уменьшение величины промежутка приводило сначала к инвертированию изображения (Рис. 4е), а затем к наблюдению структуры типа $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ с асимметричными атомными особенностями (Рис 4ф).

4. Заключение

Представленные результаты демонстрируют необходимость учета электронной структуры атома острия и взаимодействия между иглой и образцом при малых расстояниях «зонд-поверхность». В частности, релаксации атомов иглы и поверхности могут изменять величины наблюдаемых атомных корругаций. Экспериментальные результаты демонстрируют возможность зондирования электронных состояний различной симметрии и визуализации отдельных атомных орбиталей при малых величинах туннельного зазора.

Работа выполнена при поддержке программ Президиума РАН и Российского фонда фундаментальных исследований.

- [1] G. Binnig, H. Rohrer, *Helvetica Physica Acta* **55**, 726 (1982).
- [2] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, and E. Weibel, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 57 (1982).
- [3] R.H. Fowler and L. Nordheim, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A* **119**, 173 (1928).
- [4] A. Bryant *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 936 (1986)
- [5] M. Bode, R. Pascal, R. Wiesendanger, *Z. Phys. B* **101**, 103 (1996).
- [6] F. Calleja *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 206101 (2004).
- [7] D.A. Walko, I.K. Robinson, *Surface Review and Letters* **6**, 851 (1999).
- [8] E. Vileg *et al.*, *Surface Science* **516**, 16 (2002).
- [9] K. Takayanagi *et al.*, *J. Vac. Sci. Technol. A* **3**, 1502 (1985).
- [10] P. Wetzel *et al.*, *Phys. Rev.* **B 47**, 3677 (1993)
- [11] S. Murphy, J. Osing, I.V. Shvets. *Appl. Surf. Sci.*, **144—145**, 497 (1999).
- [12] S.F. Ceballos, G. Mariotto, S. Murphy, I.V. Shvets, *Surf. Sci.* **523**, 131 (2003).
- [13] F.J. Giessibl, S. Hembacher, H. Bielefeldt, J. Mannhart, *Science* **289**, 422 (2000).
- [14] F. J. Giessibl, H. Bielefeldt, S. Hembacher, and J. Mannhart, *Ann. Phys. (Leipzig)* **10**, 887 (2001).
- [15] L.A. Zotti, W.A. Hofer, F.J. Giessibl, *Chem. Phys. Lett.* **420**, 177 (2006).
- [16] А.Н. Чайка, С.И. Божко, *Письма в ЖЭТФ* **82**, 467 (2005).
- [17] А.Н. Chaika, S.S. Nazin, S.I. Bozhko, *Surf. Sci.* **602**, 2078 (2008)
- [18] А.Н. Chaika *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 206101 (2007)
- [19] S. Murphy *et al.*, *Phys. Rev.* **B 76**, 245423 (2007)
- [20] А.Н. Chaika, А.Н. Myagkov, *Chem. Phys. Lett.* **453**, 217 (2008)
- [21] А.Н. Chaika, А.Н. Myagkov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **100**, 012020 (2008)

Генерация разностной частоты в «двухчиповом» полупроводниковом лазере GaAs/InGaAs/InGaP

С.В. Морозов, В.Я. Алёшкин, В.И. Гавриленко, А.А. Дубинов, К.В. Маремьянин,

Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород, Ульянова 46, ГСП-105

А.А. Бирюков, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23

e-mail: more@ipm.sci-nnov.ru

Введение

Перспективным направлением исследований, направленных на создание источников излучения среднего и дальнего ИК диапазонов является генерация излучения на разностной частоте в двухчастотных полупроводниковых инжекционных лазерах ближнего ИК диапазона, поскольку они сравнительно просты в изготовлении и работают при комнатной температуре [1, 2]. В настоящей работе представлены результаты по генерации излучения на разностной частоте в нескольких участках среднего ИК диапазона в «двухчиповом» полупроводниковом лазере, который одновременно генерирует две спектральные линии излучения в ближнем ИК диапазоне.

Методика эксперимента

Одновременная генерация излучения на двух частотах в области длин волн 1 мкм обеспечивалась в двухчиповой конструкции лазера на основе гетероструктур GaAs/InGaAs/InGaP [3], фотография которой приведена на рис.1 Такая конструкция, когда оба чипа монтируются на общем теплоотводе структурой вниз, упрощает состыковку волноводов и позволяет заводить значительную часть излучения одного чипа в волновод другого чипа [3]. Лазерные структуры были выращены МOCVD эпитаксией на GaAs подложках. Активными областями служили квантовые ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 10 нм. Изменение разностной частоты достигалось путем изменения доли In в чипе, генерирующем излучение с большей длиной волны в ближнем ИК диапазоне (λ_1). Для генерации этого излучения в настоящей работе использовались чипы из трех различных структур с различным содержанием индия в квантовых ямах $x = 0.35$ ($\lambda_1 = 1.130$ мкм), $x = 0.32$ ($\lambda_1 = 1.107$ мкм) и $x = 0.29$ ($\lambda_1 = 1.077$ мкм). Для генерации излучения с наименьшей длиной волны $\lambda_2 = 0.990$ мкм использовались чипы из одной структуры ($x = 0.2$). Для создания ограничительных волноводных слоев использовался широкозонный материал - твердый раствор InGaP, согласованный по постоянной решетки с GaAs.

Волноводы чипов, генерирующих основную моду на длине волны λ_1 , имели

стандартную конструкцию [4]. На грань, обращенную к другому чипу, наносилось просветляющее покрытие, в то время как на внешнюю грань - отражающее покрытие. В коротковолновом чипе просветляющее и отражающее покрытия не использовались; для эффективной генерации моды первого порядка с длиной волны λ_2 использована специальная асимметричная конструкция волновода [5] с дополнительным слоем InGaP, который обеспечивал значительное преимущество для генерации моды TE_1 по отношению к генерации моды TE_0 . Нелинейная генерация излучения на разностной частоте осуществлялась в коротковолновом чипе, излучающем на длине волны λ_2 , поскольку более длинноволновое излучение с длиной волны λ_1 в нем не поглощается. «Коротковолновая» лазерная гетероструктура выращивалась на сравнительно слабо легированной подложке GaAs с концентрацией электронов $n \approx 10^{17}$ см⁻³, что позволяло потери для излучения на разностной частоте, для которого подложка играла роль волновода.



Рис.1. Фотография двухчипового лазера. Стрелками указаны лазерные чипы: LD1 – длинноволновый лазерный чип; LD2 – коротковолновый лазерный чип. В верхнем углу приведено увеличенное изображение двухчипового лазера.

Исследовалось излучение с внешнего скола чипа, генерирующего излучение с длиной волны λ_2 (LD2 на рис.1). Измерения проводились при комнатной температуре. Предварительно с целью проверки работоспособности прибора исследовались спектры и диаграммы направленности излучения в ближнем ИК

диапазоне на фундаментальных частотах, а также в видимом диапазоне (вторые гармоники и излучение на суммарной частоте). Измерения на суммарной частоте проводились для контроля эффективности нелинейного взаимодействия мод в лазере. Спектральные исследования в ближнем ИК и видимом диапазонах проводились с помощью дифракционного решеточного монохроматора МДР-23, в качестве приемников излучения использовались фотоэлектронные умножители ФЭУ-100 и ФЭУ-62.

Результаты и обсуждение

На рис.2 приведен типичный спектр излучения двухчипового лазера в ближнем ИК диапазоне при токах накачки 1040 мА и 960 мА на чипах, генерирующих излучения с длинами волн λ_2 и λ_1 соответственно. На вставке на рис.41 представлен спектр излучения в видимом диапазоне, в котором две крайние линии соответствуют излучению на удвоенных частотах двух лазерных чипов, а центральная линия - излучению на суммарной частоте. Значительная интенсивность излучения на суммарной частоте свидетельствует об эффективности нелинейных процессов.

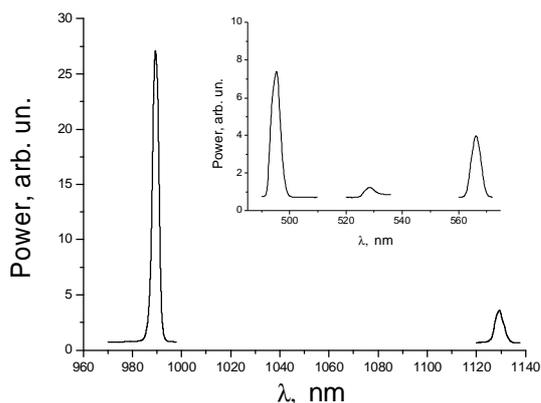


Рис.2. Спектр лазерной генерации двухчипового лазера. На вставке изображен спектр генерации излучения на удвоенных и суммарной частотах.

Кроме спектральных характеристик для анализа модового состава излучения переднего (коротковолнового) лазера исследовались зависимости интенсивности излучения от угла в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, на фиксированных длинах волн (диаграмма направленности) для данных лазеров. Диаграмма направленности для переднего (коротковолнового) лазера новой конструкции (с тонкой вставкой InGaP в волноведущем слое GaAs) представлена на рис.3.

Как видно из рис.3, интенсивность излучения лазера новой конструкции имеет два максимума при углах $\pm 30^\circ$, положения и относительные амплитуды которых согласуются с полученными из расчета для моды первого порядка TE_1 . Можно отметить, что для структуры обычной конструкции интенсивность

одного лепестка диаграммы направленности (со стороны подложки) больше интенсивности другого и существует только качественное совпадение с расчетной кривой. Вероятно, причина этого состоит в том, что лазер обычной конструкции генерирует две моды: основную и первую, вследствие близких порогов генерации для обеих мод.

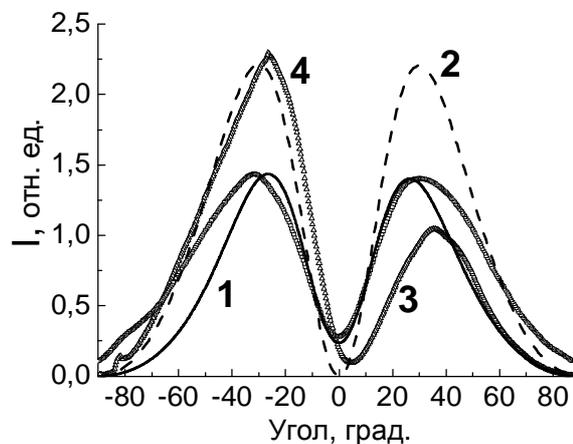


Рис.3. Рассчитанные (сплошная кривая (1) для излучения лазера новой конструкции и штриховая кривая (2) для излучения лазера обычной конструкции) и измеренные (квадраты (3) для излучения лазера новой конструкции и треугольники (4) для излучения лазера обычной конструкции) диаграммы направленности интенсивности излучения в плоскости, перпендикулярной p - n - переходу лазеров.

Спектральные измерения в среднем ИК диапазоне проводились также на монохроматоре МДР-23. В этом случае штатная дифракционная решетка монохроматора заменялась решеткой с числом штрихов 75 на миллиметр от монохроматора ИКС-25М. Калибровка производилась по высшим порядкам дифракции излучения He-Ne лазера с длиной волны 0.63 мкм. В качестве приемника излучения среднего ИК диапазона использовался широкополосный фотодетектор CdHgTe (полоса чувствительности 2÷12.5 мкм) от фурье-спектрометра BOMEM DA3.36, охлаждаемым жидким азотом ($T = 77$ К). При этом излучение ближнего ИК диапазона отсекалось с помощью фильтра из чистого Ge. Использовалась дифференциальная методика регистрации сигнала, для чего токи накачки лазеров модулировались меандром с частотой повторения 1 кГц; для демодуляции сигнала и улучшения отношения сигнал-шум использовалась стандартная схема синхронного детектирования.

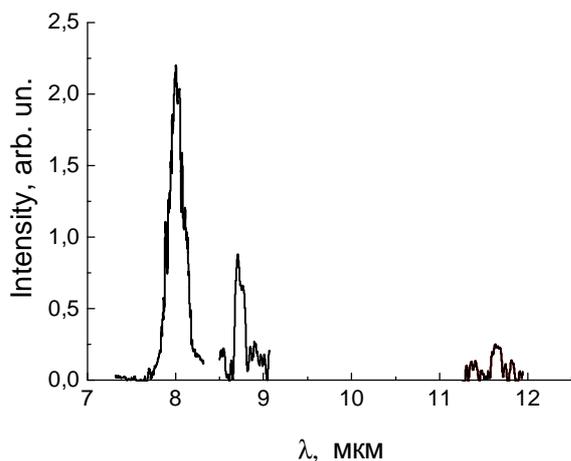


Рис.4. Спектры генерации разностной частоты для двухчиповых лазеров. Спектр с максимумом излучения около 8 мкм получен в лазере с линиями генерации в ближнем ИК диапазоне $\lambda_1 = 1.130$ мкм и $\lambda_2 = 0.990$ мкм, спектр с максимумом около 8.75 мкм - $\lambda_1 = 1.107$ мкм и $\lambda_2 = 0.990$ мкм, спектр с максимумом около 11.65 мкм - $\lambda_1 = 1.077$ мкм и $\lambda_2 = 0.990$ мкм.

На рис.4 приведены измеренные спектры излучения в среднем ИК диапазоне. Положение обнаруженных спектральных линий соответствует рассчитанным разностным частотам. Оценка интегральной мощности линии излучения на разностной частоте с максимумом около 8 мкм, сделанная путем сравнения с излучением черного тела, дает значение порядка 0.1 мкВт, что хорошо согласуется с результатами расчета. Мощность остальных линий была заметно меньшей. Отметим, что в работе [6] (см. отчет по второму этапу настоящей НИР) наблюдалось излучение разностной частоты только с длиной волны около 8 мкм.

На рис.5 представлены результаты теоретического расчета мощности генерации излучения на разностной частоте в наших структурах. Детали расчета можно найти в работе [7]. При расчете полагалось, что ширина лазерных линий в ближнем ИК диапазоне является бесконечно малой, а изменение разностной частоты достигается за счет изменения длины волны λ_1 ($\lambda_2 = 0.990$ мкм). Мощности излучения обеих коротковолновых мод полагались равными 1 Вт. Толщина подложки полагалась равной 160 мкм, а концентрация электронов в ней - 10^{17} см⁻³ (линия 1), что соответствует структуре, в которой происходит генерация разностной частоты.

Для сравнения были проведены расчеты для структур с концентрацией электронов в подложке $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (линии 2 и 3), которые часто используются для изготовления лазерных диодов. Разница между структурами, соответствующими линиям 2 и 3, состоит в том, что в первом случае (линия 2) присутствует 3 мкм буферный слой GaAs с концентрацией электронов 10^{17} см⁻³ между подложкой и

лазерной структурой, а во втором случае (линия 3) он отсутствует. Из рисунка хорошо видны две особенности. Первая состоит в том, что увеличение концентрации электронов в подложке с 10^{17} до $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ без введения буферного слоя уменьшает мощность генерации на 2-3 порядка. Это является следствием увеличения потерь на свободных носителях для волны с разностной частотой. Введение буферного слоя позволяет увеличить мощность излучения в районе длин волн 7 мкм, поскольку уменьшает поглощение поверхностной волны (поверхностного плазмона) в этом диапазоне, которая существует на границе металла и полупроводника.

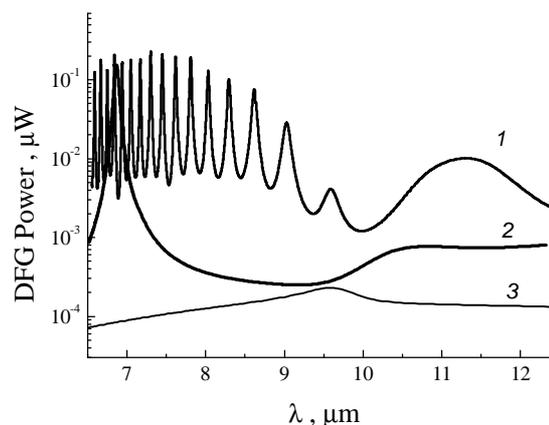


Рис.5. Рассчитанная зависимость мощности генерации разностной частоты от длины волны для трех структур лазера, генерирующего TE1 моду. Линия 1 соответствует структуре с концентрацией электронов в подложке 10^{17} см⁻³, линии 2 и 3 - $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Структура, соответствующая линии 2, имеет на подложке буферный слой толщиной 3 мкм с концентрацией электронов 10^{17} см⁻³. Мощность коротковолновых мод полагалась равной по 1 Вт.

Вторая особенность состоит в том, что в структурах с сильным легированием подложки имеется один (в структуре без буферного слоя) или два (в структуре с буферным слоем) широких максимума, тогда как в структуре с небольшим легированием имеется много узких пиков на зависимости мощности от длины волны. Слаболегированная подложка, вносящая малые потери, служит сверхразмерным волноводом для излучения с разностной частотой, поэтому в ней имеется много мод с малым затуханием. Максимумы на зависимости мощности от длины волны в этом случае соответствуют ситуации, когда выполняется условие фазового синхронизма для какой-либо моды. В структурах на сильно легированной подложке существует одна или несколько мод поверхностных плазмонов, которые и возбуждаются волной поляризации на разностной частоте. Коэффициент поглощения для таких мод существенно больше, чем для мод

сверхразмерного волновода, а коэффициент перекрытия с волной поляризации существенно выше, чем для моды, распространяющейся по всей толщине подложки. Последнее обстоятельство объясняет, почему в области длин волн 7 мкм мощности кривых 1 и 2 примерно одинаковы. Из рис.3 видно, что структура со слаболегированной подложкой является предпочтительной для генерации излучения на разностной частоте в широком спектральном диапазоне, поэтому именно она была использована в эксперименте.

Отметим, что полуширина экспериментально измеренного спектра генерации с максимумом около 8 мкм (рис.4) примерно вдвое превосходит полуширину соответствующего пика на рис.5. Вероятно, это происходит из-за того, что подложка не является плоскопараллельной как это предполагалось в расчете и поэтому последний может рассматриваться лишь в как качественное объяснение наблюдаемых спектров. Отклонение от плоскопараллельности подложки должно привести к уширению пиков на линии 1 и уменьшению их амплитуды. Если вычислить полуширину спектра генерации на разностной частоте учитывая ширину линий в ближнем ИК диапазоне в предположении, что условие фазового синхронизм выполняется для любых частот, то получается величина примерно на 30% большая наблюдаемой. Поэтому можно сделать вывод, что ширина линии спектра определяется волноводными свойствами подложки.

Заключение

Впервые наблюдалась внутррезонаторная генерация излучения на разностной частоте в среднем ИК диапазоне ($\lambda=8 - 12$ мкм) в «двухчиповом» полупроводниковом лазере GaAs/InGaAs/InGaP с квантовыми ямами при комнатной температуре. При мощности генерации в ближнем ИК диапазоне около 1 Вт мощность излучения на разностной частоте составила 1 мВт.

[1] A.A. Belyanin, F.Capasso, V.V.Kocharovsky, Vl.V.Kocharovsky, M.O.Scully. Phys. Rev. A **63**, 53803 (2001).

[2] В.Я.Алешкин, А.А.Афоненко, Н.Б.Звонков. ФТП **35**, с.1256-1260 (2001).

[3] A.A.Biryukov, V.Ya.Aleshkin, S.M.Nekorkin, V.V.Kocharovsky, Vl.V.Kocharovsky, B.N.Zvonkov, and M.O.Scully. Journal of Modern Optics, **52**, 2323 (2005).

[4] И.А.Авруцкий, Л.М.Батукова, Е.М.Дианов, Б.Н.Звонков, Н.Б.Звонков, Г.А.Максимов, И.Г.Малкина, Л.В.Медведева, Т.Н.Янькова. Квантовая электроника, **21**, 921 (1994).

[5] А.А.Бирюков, Б.Н.Звонков, С.М.Некоркин, В.Я.Алешкин, А.А.Дубинов, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский. ФТП, **42**, 361 (2008)

[6] B.N.Zvonkov, A.A.Biryukov, A.V.Ershov, S.M.Nekorkin, V.Ya.Aleshkin, V.I.Gavrilenko,

A.A.Dubinov, K.V.Maremyanin, S.V.Morozov, A.A.Belyanin, V.V.Kocharovsky, and Vl.V.Kocharovsky. Appl.Phys.Lett. **92**, 021122 (2008).

[7] В.Я.Алешкин, А.А.Афоненко, А.А.Дубинов. ЖТФ, **76**(9), 98 (2006).

Источники одиночных фотонов диапазона 1.55 мкм на основе квантовых точек на подложке GaAs для применения в квантовой криптографии.

Е.С. Семенова^{a,b,c}, R. Hostein^a, G. Patriarche^a, O. Mauguin^a, L. Largeau^a, I. Robert-Philip^a, A. Beveratos^a, A. Lemaître^a

^aLaboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS, route de Nozay, Marcoussis 91460, France

^bФизико-технический институт им. Иоффе, РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021 Россия

^cСанкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, ул. Хлопина 8 к.3, Санкт-Петербург, 195220, Россия

e-mail: esemenova@mail.ioffe.ru

Введение

Для развития квантовой криптографии, используемой при передаче информации по оптоволоконным линиям связи необходимы разработка и создание источников одиночных фотонов с длиной волны излучения 1.3 и 1.55 мкм. Было показано, что квантовые точки (КТ) являются перспективным объектом для создания таких источников в силу своих уникальных свойств [1,2,3]. Широкий спектр результатов получен в области длины волн до 1 мкм, в частности в системе InAs/GaAs, однако опубликовано всего несколько работ в интересующей нас области 1.3 и 1.55 мкм. До настоящего времени для получения излучения в таком длинноволновом диапазоне использовались гетероструктуры с InAs КТ в активной области, выращенные на подложках InP [4,5,6,7,8,9], в то время как для гетероструктур на подложках GaAs удалось достичь длины волны только 1.3 мкм [10,11,12,13]. Тем не менее, GaAs имеет существенные преимущества перед InP. Например, благодаря большой разнице коэффициентов преломления для AlAs и GaAs, формирование брегговских зеркал, необходимых для создания микрорезонаторов, легко возможно в одном ростовом процессе.

В данной работе мы предложили использовать другой метод для достижения длины волны излучения из одиночной КТ в диапазоне 1.55 мкм, в структуре на подложке GaAs. Он заключается в помещении InAs КТ в InGaAs метаморфную матрицу, которая обладает меньшей шириной запрещенной зоны чем GaAs, что позволяет достичь необходимой длины волны. Такой метод был успешно реализован в КТ лазерах излучающих в области длин волн 1.5 мкм (см. например [14,15,16]). Материал выращиваемой гетероструктуры сильно отличается по постоянной решетки от материала подложки. Поэтому вначале необходимо вырастить специальный переходный буферный слой, в котором происходит полная пластическая релаксация напряжения, путем образования дислокаций несоответствия, которые должны быть локализованы в области такого буферного слоя.

То есть, геометрия и условия выращивания должны быть выбраны таким образом, чтобы предотвратить прораствание дислокаций в верхние рабочие слои структуры.

Настоящая работа посвящена выращиванию метаморфных гетероструктур на основе КТ с низкой плотностью, обладающих высоким структурным и оптическим совершенством. Исследования микро-фотолюминесценции позволили пронаблюдать две линии соответствующие экситонному и биэкситонному излучению от одиночной квантовой точки около 1.55 мкм.

Эксперимент и обсуждение результатов

Исследованная в работе структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей GaAs (001) подложке. Вначале на подложку был осажден метаморфный (ММ) буфер, состоящий из слоя $In_xGa_{1-x}As$ толщиной 0.78 мкм с линейным увеличением содержания In, x , от 0.05 до 0.47 и последующим слоем 0.4 мкм $In_{0.42}Ga_{0.58}As$. Далее была выращена $In_{0.42}Ga_{0.58}As$ метаморфная матрица в середине которой был сформирован ряд InAs квантовых точек, прикрытых $In_{0.6}Ga_{0.4}As$ квантовой ямой толщиной 5 нм. Более детальное описание структуры и условий эпитаксиального выращивания можно найти в [17].

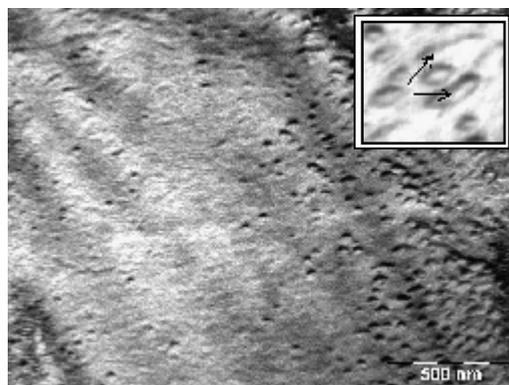


Рисунок 1. изображение ПЭМ в геометрии «plan-view» области с низкой плотностью КТ.

Для образования градиента плотности КТ по плоскости структуры, во время формирования КТ вращение подложки было остановлено.

Таким образом, мы получили область шириной порядка 1 мм, которая разделяет области двумерного и трехмерного роста InAs. Плотность КТ в этом регионе отвечает необходимым требованиям: $\sim 10^8\text{-}10^9\text{ см}^{-2}$. На рисунке 1 представлено изображение области с низкой плотностью КТ, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Состав ММ матрицы и степень релаксации исследовались путем снятия карт обратного пространства методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии около симметричного (004) и ассиметричного (115) рефлексов GaAs. Степень релаксации составила 89%, содержание In в матрице 0.42. Так же были проведены исследования методом ПЭМ в геометрии скола “cross-section” и поверхности “plan-view”, которые подтвердили хорошее кристаллическое совершенство гетероструктуры. Плотность прорастающих дислокаций не превышала значения 10^6 см^{-2} . Тем не менее, по контрасту изображений ПЭМ были обнаружены модуляции состава в плоскости роста, ± 0.06 около среднего значения 0.42 содержания индия, которые в свою очередь связаны с модуляцией остаточного напряжения в структуре. Такая модуляция состава и раньше наблюдалась в соединениях III-V, в частности в твердом растворе InGaAs [18]. Наличие таких областей влияет на формирование КТ, которым энергетически выгодно зародиться в областях с повышенным содержанием индия. Кроме того, латеральный размер КТ варьируется в зависимости от ширины области обогащенной индием, в которой сформировалась КТ (период модуляций несколько десятков нм). Это приводит к разбросу по размерам КТ, диаметр КТ составляет от 20 до 50 нм. Высота КТ составляет порядка 7 нм, таким образом, InAs КТ в ММ матрице имеют больший объем, чем InAs КТ в GaAs. Содержание индия в КТ определялось по контрасту изображений ПЭМ и составило 0.7-0.75, тогда как для КТ в матрице GaAs это значение составляет порядка 0.5 [19]. КТ имеют характерную ромбовидную форму, с гранями лежащими вдоль направлений (1-30) и (3-10) (см. вставку рисунка 1), с плоским основанием и закругленной вершиной (рисунк 2), что является характерным для InAs КТ выращенных на подложке InP [20].

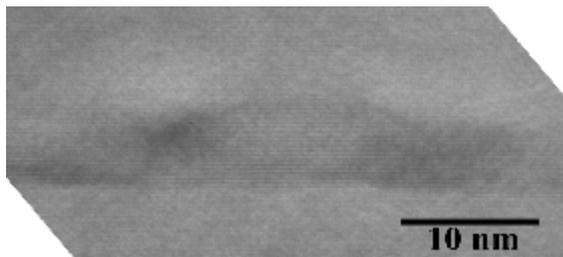


Рисунок 2 Изображение ПЭМ одной КТ в геометрии “cross-section”

Исследование оптических свойств одиночных КТ было проведено с помощью стандартной установки микро-фотолюминесценции (ФЛ) при температуре 5 К. На поверхность исследуемого образца была нанесена золотая маска с апертурами 1 и 2 мкм для того чтобы минимизировать влияние соседних КТ. Для оптической накачки использовался постоянный лазер с длиной волны 532 нм. Сигнал ФЛ регистрировался InGaAs детектором.

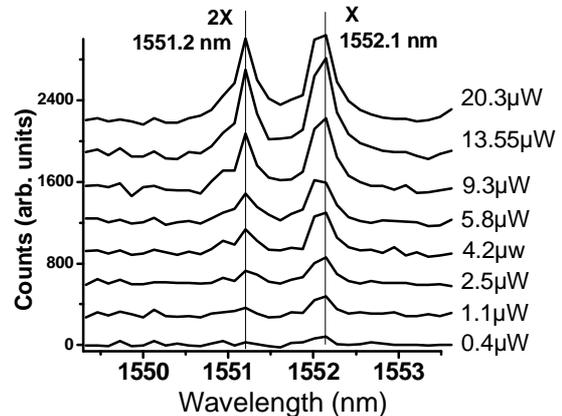


Рисунок 3 Спектры микро-ФЛ от одиночной КТ при разной мощности возбуждения.

На рисунке 3 представлены спектры микро-ФЛ от одиночной КТ при разной мощности возбуждения. Ясно видны две яркие и четкие линии в диапазоне 1.55 мкм, соответствующие излучению экситона и биэкситона. Минимальная ширина линий на половине высоты составляет 0.17 меВ, что является пределом измерительного оборудования. Для того чтобы проверить гипотезу о природе этих двух линий была построена зависимость интегральной интенсивности каждой линии от мощности возбуждения в двойном логарифмическом масштабе (рисунк 4). На основе модели из работы [21] была построена теоретическая кривая. Наилучшее совпадение с экспериментальной зависимостью было получено с использованием следующих значений: времена жизни экситона и биэкситона 1.2 и 0.7 нс соответственно, время жизни в смачивающем слое 100 пс и 10 пс время заполнения КТ.

Несмотря на то, что эффективность излучения невозможно получить непосредственно из наших измерений, можно указать на свидетельства того, что она достаточно высока. Во-первых, это качественно видно из того, что для получения спектров на рисунке 3 требовалось малое время накопления, порядка 10 с. Более точную оценку можно сделать опираясь на значения времени жизни экситона и интенсивности излучения при насыщении. Значение квантового выхода КТ составляет величину около 10%. Эта величина получена на основании грубой оценки с использованием номинальных значений коэффициента выхода фотонов из образца,

потерь в оптической системе и эффективности детектора. В дальнейшем предполагается определить квантовый выход КТ путём измерения время-разрешенного детектирования одиночных фотонов.

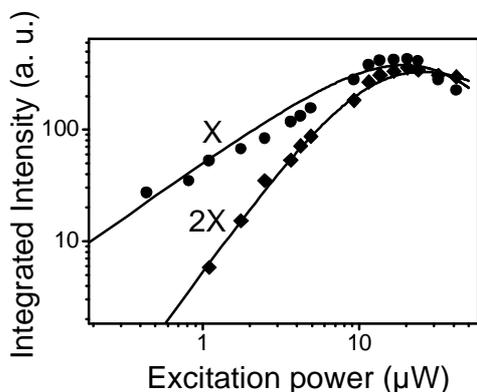


Рисунок 4 Зависимость интегральной интенсивности линий фотолюминесценции соответствующих излучательной рекомбинации экситона и биэкситона в зависимости от мощности возбуждения.

Заключение

В ходе настоящей работы были выращены и исследованы InAs КТ, обладающие высоким структурным и оптическим совершенством, в InGaAs матрице с высоким содержанием индия 0.42 на подложке GaAs.

Узкие и яркие линии в диапазоне 1.55 мкм, соответствующие излучению экситона и биэкситона, обнаруженные при исследовании одиночных квантовых точек методом микро-ФЛ при низкой температуре демонстрируют эффективность использования метаморфного подхода для создания источника одиночных фотонов.

Благодарности:

Работа была выполнена при поддержке европейского проекта SANDIE EC Network of Excellence. Авторы благодарят F. Glas за полезные дискуссии.

¹ P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu, and A. Imamoglu, *Science* **290**, 2282 (2000).

² E. Moreau, I. Robert, J. M. Gérard, I. Abram, L. Manin, and V. Thierry-Mieg, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2865 (2001).

³ S. Varoutsis, S. Laurent, P. Kramper, A. Lemaître, I. Sagnes, I. Robert-Philip, and I. Abram, *Phys. Rev. B* **72**, 041303 (2005)

⁴ N. I. Cade, H. Gotoh, H. Kamada, H. Nakano, S. Anantathanasarn, and R. Nötzel, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 181113 (2006).

⁵ N. Chauvin, B. Salem, G. Brémond, G. Guillot, C. Bru-Chevallier, and M. Gendry, *J. Appl. Phys.* **100**, 073702 (2006).

⁶ T. Miyazawa, K. Takemoto, Y. Sakuma, S. Hirose, T. Usuki, N. Yokoyama, M. Takatsu, and Y. Arakawa, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **44**, L620 (2005).

⁷ G. Saint-Girons, N. Chauvin, A. Michon, G. Patriarche, G. Beaudoin, G. Brémond, C. Bru-Chevallier, and I. Sagnes, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 133101 (2006).

⁸ K. Takemoto, Y. Sakuma, S. Hirose, T. Usuki, and N. Yokoyama, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **43**, L349 (2004).

⁹ K. Takemoto, Y. Sakuma, S. Hirose, T. Usuki, N. Yokoyama, T. Miyazawa, M. Takatsu, and Y. Arakawa, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **43**, L993 (2004).

¹⁰ B. Alloing, C. Zinoni, V. Zwiller, L. H. Li, C. Monat, M. Gobet, G. Buchs, A. Fiore, E. Pelucchi, and E. Kapon, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 101908 (2005).

¹¹ N. I. Cade, H. Gotoh, H. Kamada, H. Nakano, and H. Okamoto, *Phys. Rev. B* **73**, 115322 (2006).

¹² T. Miyazawa, J. Tatebayashi, S. Hirose, T. Nakaoka, S. Ishida, S. Iwamoto, K. Takemoto, T. Usuki, N. Yokoyama, M. Takatsu, and Y. Arakawa, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **45**, 3621 (2006).

¹³ M. B. Ward, D. C. Unitt, Z. Yuan, P. See, R. M. Stevenson, K. Cooper, P. Atkinson, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, *Physica E (Amsterdam)* **21**, 390 (2004).

¹⁴ A.E.Zhukov, A.P.Vasil'ev, A.R.Kovsh, S.S.Mikhrin, E.S.Semenova, A.Yu.Egorov, V.A.Odnoblyudov, N.A.Maleev, E.V.Nikitina, N.V.Kryzhanovskaya, A.G.Gladyshev, Yu.M.Shernyakov, M.V.Maximov, N.N.Ledentsov, V.M.Ustinov, *Zh.I.Alferov, Semiconductor* **37**(12), 1411-1413, (2003)

¹⁵ L. Karachinsky, T. Kettler, I. I. Novikov, Y. M. Shernyakov, N. Y. Gordeev, M. V. Maximov, N. V. Kryzhanovskaya, A. E. Zhukov, E. S. Semenova, A. P. Vasil'ev, V. M. Ustinov, G. Fiol, M. Kuntz, A. Lochmann, O. Schulz, L. Reissmann, K. Posilovic, A. R. Kovsh, S. S. Mikhrin, V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, and D. Bimberg, *Semicond. Sci. Technol.* **21**, 691 (2006).

¹⁶ E. S. Semenova, A. E. Zhukov, S. S. Mikhrin, A. Y. Egorov, V. A. Odnoblyudov, A. P. Vasil'ev, E. V. Nikitina, A. R. Kovsh, N. V. Kryzhanovskaya, A. G. Gladyshev, S. A. Blokhin, Y. G. Musikhin, M. V. Maximov, Y. M. Shernyakov, V. M. Ustinov, and N. N. Ledentsov, *Nanotechnology* **15**, S283 (2004).

¹⁷ E. S. Semenova, R. Hostein, G. Patriarche, O. Mauguin, L. Largeau, I. Robert-Philip, A. Beveratos, and A. Lemaître, *JAP*, **103**, 103533 (2008).

¹⁸ G. Patriarche, F. Glas, G. L. Roux, L. Largeau, A. Mereuta, A. Ougazzaden, and J.-L. Benchimol, *J. Cryst. Growth* **221**, 12 (2000).

¹⁹ A. Lemaître, G. Patriarche, and F. Glas, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3717 (2004).

²⁰ A. Michon, I. Sagnes, G. Patriarche, G. Beaudoin, M. N. Mérat-Combes, and G. Saint-Girons, *Phys. Rev. B* **73**, 165321 (2006).

²¹ M. Grundmann and D. Bimberg, *Phys. Rev. B* **55**, 9740 (1997).

Исследование самоорганизации металлических атомов на поверхности металлов в присутствии нанокластеров

А.С. Смирнов, А.М. Салецкий

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, Дом 1, строение 2
e-mail: alexeysmirnov@yandex.ru

Известно, что свободные электроны на (111) поверхностях благородных металлов формируют двумерный свободный электронный газ [1]. Присутствие дефектов (адаомов, кластеров, вакансионных кластеров, ступеней) вызывает рассеяние этого электронного газа, что приводит к возникновению стоячих волн электронной плотности [2]. Наличие двух дефектов на поверхности приводит к квантовой интерференции волн электронной плотности от каждого из них и является причиной непрямого дальнего взаимодействия между ними [3]. На рисунке 1 показан характерный вид этого взаимодействия между двумя атомами.



Рис. 1. Схематическое изображение потенциала непрямого взаимодействия (обусловленного наличием поверхностных электронов) между двумя атомами на поверхности (111) [4].

Величина r_0 (рис. 1) – расстояние между ближайшими соседями на поверхности. Два атома, находящиеся на расстоянии r_0 , взаимодействуют исключительно вследствие прямого перекрытия волновых функций. Взаимодействие между ними притягивающее, по порядку величины составляет -1.0 эВ. При межатомных расстояниях свыше 5 Å прямое взаимодействие «ададом-ададом» спадает до нуля, и доминирующим становится не прямое взаимодействие, обусловленное электронным газом на поверхности. Непрямое взаимодействие приводит к наличию отталкивающего барьера А (рис. 1), величина которого варьируется в пределах от 10 до 50 мэВ и зависит от типа системы ададом/подложка [4, 5]. На расстояниях в несколько r_0 потенциал притягивающий; глубина минимума В составляет несколько мэВ [4, 5]. На более далеких расстояниях существует второй отталкивающий барьер, величина которого не превышает 1 мэВ [4, 5]. Непрямое взаимодействие между двумя ададомами затухает обратно пропорционально квадрату расстояния между ними.

В случае, если ададом находится в окрестности края нанокластера, рассеяние волн электронной плотности границами кластера

приводит к непрямому взаимодействию между ним и ададом. Детальное изучение этого явления проведено в работе [6]. Там же (см. [6]) кратко обсуждалось влияние границ кластера на самоорганизацию металлических атомов.

В данной работе изучается теоретически, как стоячие волны электронной плотности вблизи границ нанокластера влияют на самоорганизацию металлических атомов на (111) поверхностях благородных металлов при низкой температуре. В качестве тестового примера исследуется диффузия атомов меди на поверхности меди (111) в присутствии медных нанокластеров. Методом исследования является метода кинетического Монте Карло [7].

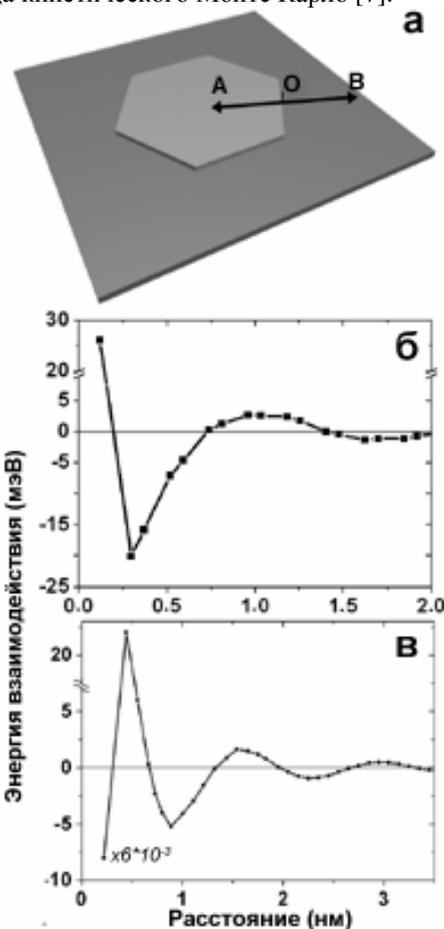


Рис. 2 (а) Кластер на поверхности. Стрелки указывают направления, вдоль которых рассчитывалась энергия взаимодействия «ададом-кластер», показанная на рисунках 2(б, в). (б). Энергия системы «ададом-кластер», вдоль вектора ОА (рис. 1) [6]. (в) Энергия системы «ададом-кластер», вдоль вектора ОВ (рис. 1) [6]. Начало координат совпадает с краем кластера.

На рис.2а схематически изображен кластер на поверхности. При расчетах рассматривался шестиугольный кластер со стороной 4 нм [6]. На рис.2б показано изменение потенциальной энергии медного атома, расположенного на медном кластере, при движении вдоль вектора ОА. Потенциал носит осциллирующий характер [6]. На границах кластера расположены отталкивающие барьеры со значением больше порядка 30 мэВ. Наличие этих барьеров объясняется перетеканием заряда с крайних атомов кластера к атомам подложки. На расстоянии 3–6 А от края кластера расположена область отрицательной энергии. Существование этой области, приводит к тому, что атом на поверхности кластера при низкой температуре преимущественно находится на указанном расстоянии от края кластера. На рис.2в показано изменение потенциальной энергии медного атома, расположенного на поверхности (111) при движении вдоль вектора ОВ. Потенциал носит осциллирующий характер [6]. На расстоянии 2.2 А от края располагается глубокий минимум со значением -1.4 эВ, что соответствует присоединению атома к кластеру (агломерация). На расстояниях 4–8 А расположен отталкивающий барьер высотой 25 мэВ. Область отрицательной энергии найдена на расстояниях 8–14 А от границы кластера. Последующие локальные максимумы и минимумы имеют значения меньше чем 2 мэВ.

На рис.3а даны результаты моделирования самоорганизации атомов меди на медном кластере со стороной 4 нм и вокруг него при различных значениях плотности напыления. Температура поверхности составляет 14 К. При концентрации напыления 1% монослоя (рис.3а), во всех углах кластера находится по 1 атому. Это объясняется интерференцией стоячих волн электронной плотности, которая приводит к возникновению в углах кластера притягивающего потенциала глубиной -25 мэВ. Остальные атомы на кластере расположены в 3 А от края кластера, что соответствует первому минимуму в потенциале взаимодействия «атом-кластер» (рис.2б). В совокупности эти атомы формируют внутреннюю орбиту, обозначенную прозрачным шестиугольником. С внешней стороны кластера находятся несколько атомов, присоединенных к нему в процессе напыления; в процессе самоорганизации они неподвижны. Атомы, напыленные на расстоянии >4 А от границ кластера, располагаются в областях, соответствующих первому минимуму в потенциале взаимодействия «атом-кластер» (в 8 А от края кластера, рис.2в). В совокупности эти атомы формируют первую замкнутую орбиту, обозначенную прозрачным шестиугольником вне кластера. При увеличении концентрации до 3.5% и 5% монослоя (рис.3б,в) атомы на поверхности кластера формируют первую замкнутую орбиту вдоль края кластера (на расстоянии 3 А от его границы). Оставшиеся атомы образуют вторую и

третью орбиты на кластере. Подобное явление наблюдается и с внешней стороны кластера. При концентрации 3.5% монослоя атомы на подложке замыкают первое шестиугольное кольцо, расположенное на расстоянии 8 А от края кластера, и начинается формирование 2го кольца. При концентрации 5% наблюдается заполнение второй орбиты. Расстояние между атомами внутри одного кольца соответствует локальному минимуму В в потенциале взаимодействия «атом-атом» для меди (рис. 1) и равно 11 А. Формирование вторых и третьих орбит на кластере и около него происходит, в основном, за счет взаимодействия «адам-адам», поскольку влияние кластера на атомную диффузию на этих расстояниях мало.

В работе исследуется температурная стабильность полученных наноструктур.

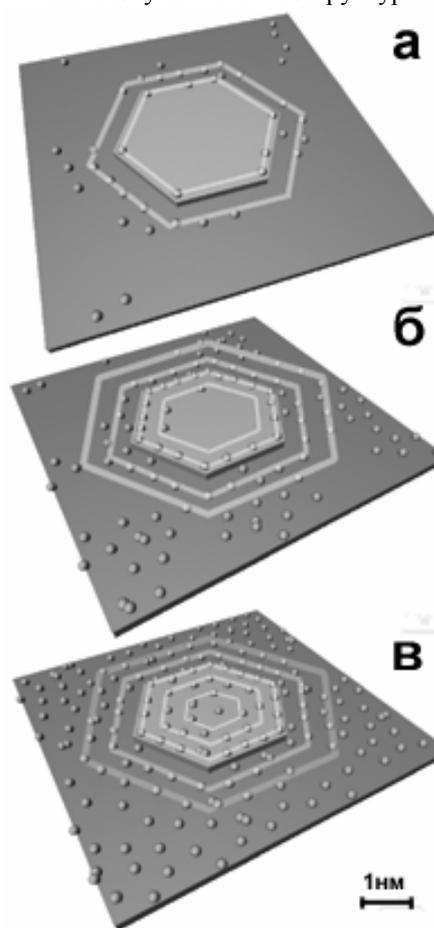


Рис.3. Распределение атомов меди на медном кластере со стороной 4 нм и в его окрестности при трех разных плотностях напыления ρ_0 : а) $\rho_0=1\%$, б) $\rho_0=3.5\%$, (в) $\rho_0=5\%$ монослоя.

- [1] P.O. GARTLAND AND B.J. SLAGSVOLD, PHYS. REV. B 12, 4047 (1975).
- [2] H. BRUNE ET AL., EUROPHYS. LETT. 13, 123 (1990).
- [3] H. LAU AND W. KOHN, SURF. SCI. 75, 69 (1978).
- [4] V.S. STEPANYUK ET AL., PHYS. REV. B 70, 075414 (2004).
- [5] F. SILLY ET AL., NEW J. PHYS. 6, 16 (2004).
- [6] A.S. SMIRNOV ET AL., PHYS. REV. B 75, 041405 (2008).
- [7] K. A. FICHTHORN AND W. H. WEINBERG, J. CHEM. PHYS. 95, 1090 (1991).

Атомно-силовая микроскопия в исследовании корреляции рельефов подложки и многослойного покрытия

Ю. В. Грищенко

Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН, Ленинский пр. 59, Москва, 119333.
e-mail: grishchenko@ns.crvs.ras.ru

Введение

Изучение влияния поверхности подложки на особенности формирования пленочного покрытия является одним из важнейших в технологиях нанесения тонкопленочных покрытий. Этот вопрос особенно важен при создании зеркальных элементов для газовых кольцевых лазерных гироскопов. Основные рабочие характеристики гироскопов определяются рассеянием на зеркалах, которое происходит на каждой межфазной границе [1]. Поэтому целью данной работы стало изучение связи между шероховатостью подложки и шероховатостью границ раздела фаз многослойных интерференционных зеркал оптического диапазона.

Для решения поставленной задачи применялся метод атомно-силовой микроскопии (АСМ). Данный метод позволяет получать рельеф поверхности с высоким пространственным разрешением.

Для анализа полученных АСМ-данных применялся подход основанный на расчете функции спектральной плотности мощности (power spectral density – PSD) [2]. Данный метод позволяет проводить сравнительный анализ рельефов подложки и пленочного покрытия, что позволяет определять область линейных размеров, до которых наносимая пленка повторяет элементы рельефа подложки.

Методика эксперимента

Объектами исследования были полированные ситалловые, кварцевые подложки и нанесенные на них многослойные интерференционные зеркала ($\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$).

Подложки для зеркальных покрытий изготавливались в различных технологических циклах подготовки поверхности, что приводило к образованию различных поверхностных структур.

На все типы подложек методом ионно-лучевого напыления наносились многослойные покрытия, толщина которых составляла 2-3 мкм в зависимости от типа зеркала.

Исследование поверхности проводилось на атомно-силовых микроскопах Solver P47H и NTEGRA Prima ("NT-MDT", г. Зеленоград).

Результаты

В ходе работы на всех исследованных подложках и зеркальных покрытиях были получены серии АСМ-изображений, по которым рассчитывались PSD-функции поверхностей подложки и пленочных покрытий. Далее проводился их сравнительный анализ, который

показал, что PSD-функции подложки и зеркального покрытия совпадают в области низких частот, а после определенной частоты, названной критической частотой, PSD-функция имела меньшие значения, чем PSD-функция по

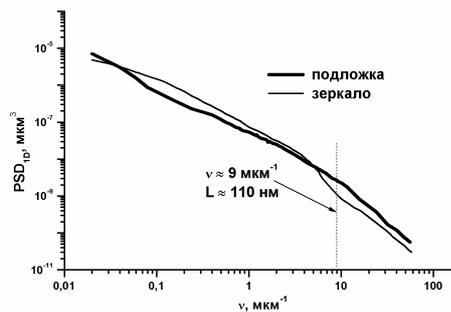


Рис. 1. PSD-функции полированной кварцевой подложки и нанесенного на нее зеркального покрытия.

Подобное поведение указывает на то, что наносимая пленка сглаживает мелкие детали рельефа подложки. В данном случае сглаживанию подверглись элементы рельефа подложки, размеры которых составляли менее 110 нм.

Заключение

Для всех исследованных подложек и зеркальных покрытий величины элементов рельефа подложки, которые не повторялись пленкой, составляли 100-200 нм. Таким образом, если элементы рельефа подложки более 200 нм повторяются верхней границей зеркального покрытия, то они же повторяются во всех межфазных границах.

Таким образом, установлено, рассеяние света оптического диапазона на зеркальном покрытии целиком определяется шероховатостью подложки, так как сглаживание деталей рельефа подложки слоями зеркального покрытия в соответствующем масштабе не происходит.

- [1] В. В. Азарова, Ю. Д. Голяев, В. Г. Дмитриев, Квантовая электроника, **30**, №2, 96 (2000).
- [2] М. Л. Занавескин, И. С. Занавескина, Б. С. Рощин и др., Вестник МГУ Серия физика и астрономия, №3, 80 (2006).

Исследование процессов формирования наноразмерных сегнетоэлектрических тонкопленочных мембран методом ВЧ реактивного распыления

С.А. Афанасьев, М.С. Афанасьев, А.А. Евдокимов, В.И. Свитов, А.И. Стогний

Московский Государственный Институт Радиотехники Электроники и Автоматики, г Москва, пр-кт Вернадского д.78.
e-mail: michaela2005@yandex.ru

На кремниевых подложках [100] выращены сегнетоэлектрические пленки состава $Ba_{0,8}Sr_{0,2}TiO_3$ толщиной 100...500 нм методом ВЧ распыления в атмосфере кислорода. Методом жидкостного травления сформированы мембраны с линейными размерами $\approx 2,0$ мм. Толщина мембраны из сегнетоэлектрической пленки $\approx 0,1$ мкм.

Измерены кристалло-химические параметры мембран и их спектры пропускания в диапазоне длин волн 0,5-1,2 мкм.

Измерены параметры элементарной ячейки сегнетоэлектрической мембраны вдоль нормали к поверхности, сформированной на кремниевой подложке, составляют $c = 0,4036$ нм для пленок

толщиной 100-120 нм и $c = 0,4095$ нм для пленок толщиной 450-500 нм.

Показано, что увеличение толщины пленки ведет к увеличению коэффициента поглощения в диапазоне 0,3-0,4 мкм в 2 раза.

Установлено, что параметры решеток пленок больше чем у объемного образца. Это связано с влиянием подложки на рост пленки.

Установлено, что ширина запрещенной зоны для пленок составляет 2,3-2,5 эВ, что свидетельствует об отсутствии включений промежуточных фаз в пленках.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-03-90036-Бел_а).

Магнитное строение эпитаксиальных структур из Fe (001) в переходной области размеров.

Л. А. Фомин

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

Введение

Микро и наноструктурные ферромагнитные элементы имеют широкое применение в качестве элементов магнитной памяти, магнитных сенсоров, а также в качестве составляющих компонентов спин-вентильных структур в частности спиновых инжекторов и детекторов [1,2].

При переходе к микронным и субмикронным размерам магнитная структура меняется по сравнению с массивными ферромагнетиками и пленками. Поэтому модели, описывающие магнитные свойства макроскопических тел во многих случаях не подходят. Во многих работах исследовались массивы наночастиц, размер которых сравним с критическим для однодоменного состояния [3]. Одной из интересных задач является исследование магнитных свойств структур в диапазоне размеров от 200 нм до 20 мкм. В данной области размеров микроструктуры разбиваются на небольшое число доменов, в частности существуют доменные состояния, которые можно назвать квазиоднодоменными и которые не реализуются для массивных объектов. Микроструктуры в этом состоянии проявляют свойства, близкие к свойствам однодоменных частиц. Планарные структуры из ферромагнитных металлов в данной области размеров исследованы не в полной мере, в том числе не хватает теоретических расчетов. В большей степени исследовались прямоугольные микроструктуры размерами около 1 мкм [4,5]. Использование микромагнитного расчета ограничено из-за того, что результат расчета сильно зависит от начальных условий и не всегда приводит к результатам, адекватным эксперименту. В этой связи микромагнитное моделирование следует сопровождать экспериментом.

В этой работе ставится задача выявить, доменные конфигурации, реализующиеся в микроструктурах из эпитаксиальных пленок Fe (001) в зависимости от размеров, формы и ориентации относительно кристаллографических осей в диапазоне размеров от 200 нм до 20 мкм

Эксперимент и микромагнитные расчеты

Микроструктуры изготавливались из эпитаксиальных пленок Fe (001) толщиной 100 нм, выращенных на R-плоскости сапфира методом импульсного лазерного испарения в сверхвысоком вакууме. Для их изготовления использовался метод субтрактивной литографии с последующим ионным травлением. Так как железо имеет кубическую анизотропию с осями легкого намагничивания (ОЛН), направленными

вдоль ребер куба элементарной ячейки, то в плоскости пленки лежат две ОЛН, перпендикулярные друг другу. Микроструктуры вырезались вдоль направлений этих осей, а также под углом 58° и 45° к ОЛН. Они имели форму прямоугольников шириной от 0,2 до 4 мкм и длиной от 0,5 до 16 мкм, а также крестов с шириной дорожки от 0,3 до 4 мкм и длиной плеча от 0,5 до 4 мкм. Методом магнитосилового микроскопии (МСМ) проводилось изучение магнитного строения. Проводились также микромагнитные расчеты с помощью программы oommf [6]. Дополнительно была написана программа в математическом пакете Octave для симуляции МСМ контраста по рассчитанной магнитной структуре. На рис. 1 показан МСМ контраст микроструктур, вырезанных вдоль ОЛН. Видно, что они разбиты на домены в форме прямоугольников, близких к квадратам и повернутых на угол 45° к оси структуры (diamond). В промежутках находятся

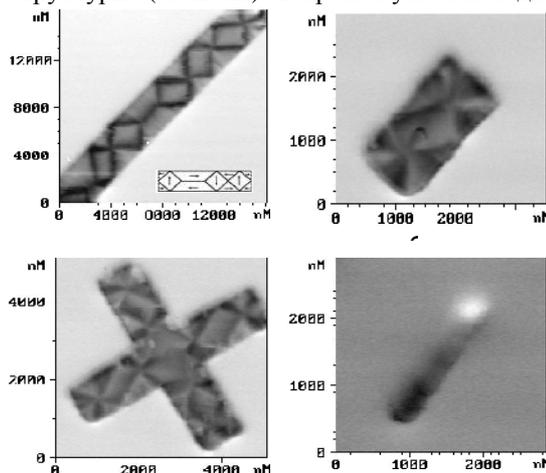


Рис. 1. МСМ контраст микроструктур, ориентированных вдоль ОЛН.

закрывающие домены. Такую структуру можно интерпретировать как последовательность вихрей намагниченности. Иногда последовательность вихрей нарушается, и образуются два домена противоположной направленности вдоль ОЛН с 180° -градусной доменной стенкой. Если же длина более чем в 4 раза превышает ширину (рис. 1г), то структура переходит к квазиоднодоменному состоянию. Магнитное строение плеч крестообразных микроструктур совпадает с магнитным строением прямоугольных микроструктур таких же размеров. Магнитная структура средней части креста определяется его плечами и в первом приближении имеет симметрию 2-го порядка. На рис. 2 показаны доменные структуры микроструктур разных размеров и

формы, расположенных под углом относительно ОЛН. Экспериментально было установлено, что магнитное строение качественно одно и то же для структур, как под углом 58° к ОЛН, так и под углом 45° . Оно имеет вид меандра (рис. 2б) (на вставке схематично показано магнитное строение). Доменная структура плеч крестообразных микроструктур также совпадает со структурой прямоугольников таких же размеров. В средней части креста наблюдается квазиоднодоменная структура

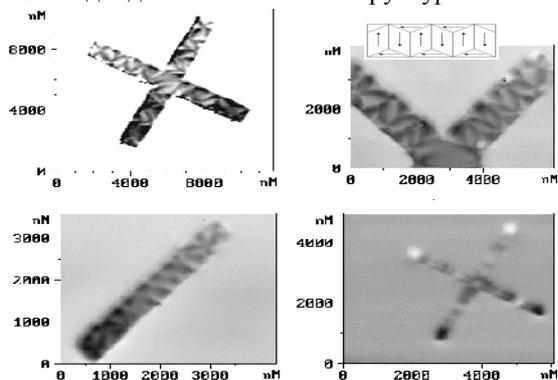


Рис. 2. МСМ контраст микроструктур, ориентированных под углом к ОЛН.

намагниченностью под углом 45° к плечам креста. Для прямоугольников $0,5 \times 4$ мкм, наблюдается наложение меандровой структуры на магнитный диполь. То же самое примерно наблюдается для плеч крестов с шириной дорожек $0,5$ мкм и длиной плеча 2 мкм. Это говорит о том, что простой моделью, когда магнитостатическая энергия учитывается путем добавления к энергии анизотропии дополнительного члена, называемого анизотропией формы, пользоваться нельзя. В то время как кристаллографическая анизотропия определяется спин-орбитальным взаимодействием с кристаллической решеткой, которое имеет близкодействующий характер, магнитостатическое взаимодействие имеет дальнедействующий характер. Это различие становится явным в исследуемом диапазоне размеров. На рис. 3 показан МСМ контраст прямоугольной микроструктуры размерами 1×8 мкм, ориентированной вдоль ОЛН, а также рассчитанные, распределение намагниченности

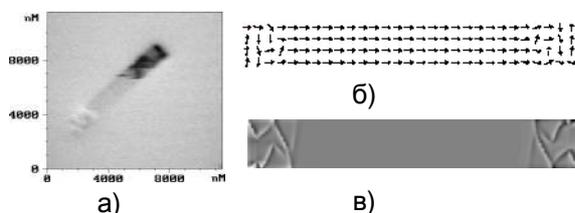


Рис. 3. Магнитное строение, прямоугольной микроструктуры размерами 1×8 мкм, ориентированной вдоль ОЛН.

(б) и МСМ контраст (в). Видно, что вся микроструктура намагничена в одном направлении за исключением небольших областей по краям структуры. Такое состояние

можно считать квазиоднодоменным. Эксперимент и расчеты показывают, что в области длин от 4 до 8 мкм такое состояние реализуется когда отношение длины к ширине для микроструктур больше 4 .

Заключение

Методами МСМ и микромагнитных расчетов были исследованы микроструктуры Fe(001), переходной области размеров, доменные состояния которых не реализуются для массивных объектов. Прямоугольные микроструктуры, ориентированные вдоль ОЛН имеют магнитную структуру в виде последовательности вихрей с кручением в противоположные стороны. Если отношение длины к ширине больше 4 , то микроструктура находится в квазиоднодоменном состоянии. Магнитное строение микроструктур направленных под углом 58° к ОЛН, и под углом 45° качественно одно и то же и представляет собой меандр. При длине меньше 1 мкм. реализуется квазиоднодоменное состояние. Магнитное строение плеч крестообразных микроструктур совпадает со строением прямоугольных микроструктур таких же размеров и ориентации относительно ОЛН. Магнитная структура средней части креста определяется его плечами и представляет один или два домена. Средняя часть креста, ориентированного под углом к ОЛН намагничивается под 45° по отношению к плечам. Результаты микромагнитных расчетов позволили интерпретировать результаты МСМ измерений. В ходе расчетов возникала магнитная структура в виде вихрей, и меандра. Для квазиоднодоменных состояний расчет указывает на существование концевых доменов, которые не всегда видны в эксперименте из-за приборных ограничений. В результате экспериментально найдены новые микромагнитные состояния, характерные для переходной области размеров.

- [1] F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. A. Baselmans, B.J. van Wees, *Nature* **416**, 713 (2002)
- [2] T. Kimura, J. Hamrle, Y. Otani, K. Tsukagoshi, Y. Aoyagi, *J. Magn. Magn. Mater.* **286**, 88 (2005)
- [3] A.A. Fraerman, S.A. Gusev, et al. *Phys. Rev. B*, **65**, 064424-1 (2002)
- [4] M. Hanson, O. Kazakova, P Blomqvist, R. Wappling, B. Nilsson, *Phys. Rev. B*, **66**, 144419-1 (2002)
- [5] J. Yu, U. Ruediger, A.D. Kent, L. Thomas, S.S.P. Parkin, *Phys. Rev. B*, **60**, 7352 (1999)
- [6] <http://math.nist.gov/oommf>

Молекулярно-электронные преобразователи (МЭП) на основе твердотельно-жидкостных наноструктур.

В. Г. Криштоп

Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9,
Долгопрудный, Московская обл., 141700.
e-mail: ygkvvk@mail.ru

До последнего времени основные перспективы в области создания новых средств измерения параметров движения связывались с использованием достижений твердотельной микроэлектроники и разработкой на этой основе миниатюрных электромеханических (МЭМС) датчиков параметров движения. Компактность, миниатюрность приборов этого типа, невысокая цена в массовом производстве обеспечили им распространение в таких областях, как мониторинг состояния машин и оборудования, автомобилестроение и ряде других. В то же время, многие рынки, в частности, инерциальная навигация, сейсмология и сейсморазведка, оказались консервативны по отношению к этим устройствам, поскольку последние пока не обеспечили выходных параметров, сопоставимых с высокими стандартами, принятыми в этих областях.

Новым направлением в развитии миниатюрных высокоточных устройств для измерения параметров движения, способным обеспечить необходимые выходные характеристики и, тем самым, изменить сложившееся положение и приборную базу средств измерения параметров движения, является использование принципов молекулярной электроники. Новое качество устройств для измерения параметров движения будет достигаться путем объединения принципов молекулярной электроники с достижениями микро- и нанотехнологий.

Важнейшим достоинством созданных на базе молекулярно-электронной технологии преобразователей, является исключительно высокая крутизна преобразования механического сигнала в электрический ток. Малые механические движения рабочей жидкости в МЭП в процессе преобразования в электрический сигнал многократно (до 100000 раз) усиливаются по мощности. Появляется возможность снижения инерционной массы до 0.1-0.001 г при сохранении высокой чувствительности к измеряемым механическим воздействиям.

Другими особенностями МЭП, важными с точки зрения возможности создания недорогих, надежных измерителей миллиметровых и субмиллиметровых размеров, пригодных для массового производства, являются полное отсутствие в конструкции движущихся механических частей, упругих возвращающих элементов, а также возможность использования микроскопически малого объема электролита, одновременно как инерциальной массы, и элемента преобразования механического сигнала в электрический ток.

Принципиальная новизна состоит в том, что молекулярно-электронная ячейка, изготов-

ленная на основе микро- и нанотехнологий может иметь характерный размер основных конструктивных элементов в диапазоне 100-1000 нм и менее. В настоящее время используются ячейки с характерными размерами 30-100 мкм. В ряде работ [1-3] исследовались различные геометрии электродных узлов МЭП, и было показано, что простым изменением конфигурации электродной системы преобразователя можно добиться того, чтобы выходной ток МЭП был в широком диапазоне частот пропорционален либо ускорению, либо скорости движущегося объекта. Результаты, полученные в [4,5] позволяют сделать вывод о том, что переход к преобразующим ячейкам субмикронных размеров позволяет добиться качественного улучшения технических характеристик молекулярно-электронных датчиков.

Следует отметить отсутствие на рынке аналогов, близких к разрабатываемым устройствам, а также безусловный приоритет российских исследователей и разработчиков в этой области, как по числу и качеству публикаций и патентов, поданных в этой области, так и по результатам внедрения разработок в производство.

Измерители параметров движения на основе твердотельно-жидкостных наноструктур будут иметь весьма широкую сферу использования, включая сейсморазведку, в том числе 2D и 3D, в том числе, векторную, системы навигации персональные, носимые и для малых автономно действующих аппаратов, системы мониторинга состояния зданий и сооружений, виброконтроль. От существующих устройств датчики нового типа будут отличаться малыми габаритами, малым энергопотреблением, более низкими собственными шумами и широким динамическим диапазоном. Одновременно, использование высокотехнологичных микроэлектронных технологий обеспечит невысокую себестоимость изделий в массовом производстве.

- [1] Агафонов В.М., Криштоп В.Г. Микросистемная техника, 2004, № 9, С. 40–45.
- [2] V.M. Agafonov, V.G. Krishtop, Russian Journal of Electrochemistry, Vol. 40, No. 5, 2004, pp. 537–541.
- [3] Козлов В.А., Терентьев Д.А., Электрохимия, 2002, Т.38, С. 1104.
- [4] Козлов В.А., Сафонов М.В. Электрохимия, том 40, № 4, 2004, С. 460–462.
- [5] Захаров И.С., Козлов В.А., Сафонов М.В., Известия вузов. Электроника, 2003, № 2, С. 40–45.

Применение вэйвлет-преобразования для анализа спектров EXAFS: исследование причины появления и анализ артефактов на спектрограммах

В.Н. Павлов, М.В. Чукалина

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка

Аннотация

Анализ рентгеновских спектров поглощения (EXAFS) - важный инструмент в структурных исследованиях аморфных и жидких тел. Вейвлет-преобразование данных EXAFS существенно увеличивает чувствительность метода, но иногда приводит к ошибочным результатам. Предложен новый метод, устраняющий эти ошибки.

Традиционный анализ

Дифракционные методы анализа упорядоченных структур неприменимы для исследования материалов без дальнего порядка в расположении атомов. С 1970-х годов развивается EXAFS-спектроскопия (Extended X-ray Absorption Fine Structure) [1-6], цель которой - получить структурную информацию об окружении центрального атома, вблизи края поглощения которого измеряется спектр. Для интерпретации EXAFS-измерений спектр поглощения $C(k)$ аппроксимируется функцией

$$\alpha(k) = S_0^2 \sum_{i=1}^n \frac{N_i}{R_i^2} \frac{F_i(k)}{k} e^{\frac{2R_i}{l}} e^{-2s_i^2 k^2} \sin(2kR_i + \Psi)$$

, где N_i - число атомов в i -й координационной сфере, R_i - средний радиус координационной сферы, S_i^2 - фактор Дебая-Уоллера, $F_i(k)$ - амплитуда обратного рассеяния, k - волновое число вылетающего электрона. Традиционный подход к обработке $C(k)$ использовал преобразование Фурье [1-4], имеется и другой подход, изложенный в работе [5].

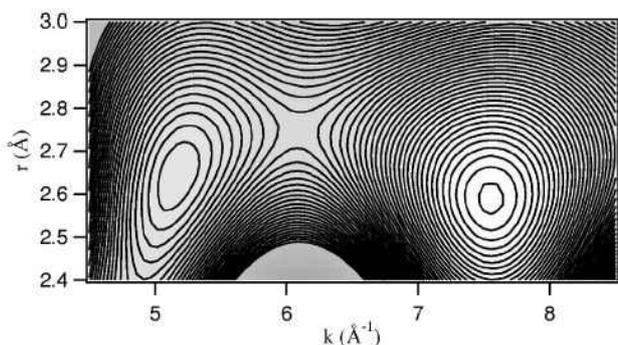


Рис.1. Область спектрограммы из [11]. r - радиус координационной сферы, k - параметр, характеризующий тип атома. На одной координационной сфере радиуса $2.4\text{Å} < r < 3.0\text{Å}$ видны точно два максимума, отражающие наличие двух типов рассеивателей (Al и Zn).

Вейвлет-анализ

Эти методы не работают, если под одним пиком Фурье оказываются несколько разных по природе процессов рассеяния. В 2001 году было предложено использовать вэйвлет-преобразование для анализа функции $C(k)$ [7]:

$$W^y C(u, s) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{+\infty} dk C(k) y\left(\frac{k-u}{s}\right)$$

y - материнский вейвлет. Используются различные материнские вейвлеты [9-10], но чаще всего [11-12] в анализе EXAFS-спектров применяется материнский вэйвлет Морле

$$y_{sh}(t) = \frac{1}{\sqrt{2ps}} (e^{iht} - e^{-\frac{h^2 s^2}{2} t^2}) e^{-\frac{t^2}{2s^2}}$$

Локальные максимумы на спектрограммах (трехмерных графиках $|W^y C(u, h)|^2$ при фиксированных s и S , рис.1) соответствуют разнотипным рассеивателям. Вместе с тем, при обработке некоторых спектров возникающая картина не столь однозначна (рис. 2). Это связано с наличием интерференционных членов в $|W^y C(u, h)|^2$, которые значимы для нескольких близких по параметрам рассеивателей (т.е. по отдельности им соответствуют максимумы, положения которых близки) и могут приводить к следующим изменениям в спектрограмме: (i) появлению дополнительного локального максимума, (ii) смещению максимумов и (iii) даже

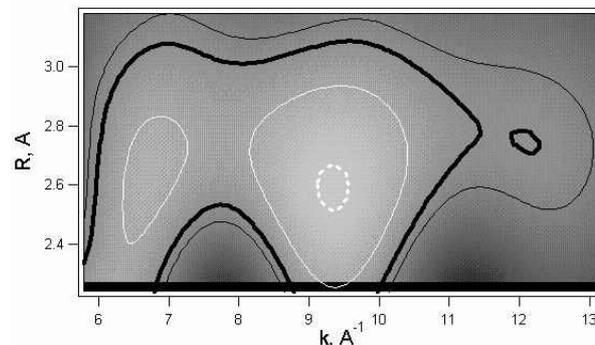


Рис.2. Иллюстрация появления дополнительного максимума на спектрограмме. Дополнительный максимум выделен изолиниями черного цвета. R - радиус координационной сферы, k - параметр, характеризующий тип атома.

исчезновению максимумов. Непосредственная графическая интерпретация из [8] локальных максимумов как рассеивателей теряет при этом смысл. В данной работе предлагается использовать численную аппроксимацию отдельных областей спектрограммы с большим числом близких рассеивателей. Сначала на фоне среднего уровня изображения выделяются удаленные друг от друга области спектрограммы, в которых, предположительно, находятся один или несколько близких атомов. В каждой из этих областей производится аппроксимация изображения функциями, соответствующими одному рассеивателю или суперпозиции 2-х, 3-х, ..., n рассеивателей с произвольными амплитудами, при этом учитываются интерференционные слагаемые. Из всех опробованных аппроксимаций выбирается наилучшая.

Заключение

В работе впервые показано, что интерференционные эффекты в вейвлет-анализе EXAFS-данных играют важную роль. Получено объяснение особенностей, присутствующих на некоторых экспериментальных спектрограммах, как максимумов интерференционных слагаемых. На модельном примере, с учетом интерференционных слагаемых, показана возможность количественного анализа спектрограмм с близкими атомами.

Авторы признательны Д.П. Николаеву за плодотворные обсуждения задачи. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ 08-01-00285-а, 06-02-16117-а.

Литература

1. *Sayers D. E. and Stern E. A.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1971. - V. 27, P. 1204.
2. *Stern E. A.* // *Phys. Rev. B.* – 1974. - V. 10, P. 3027.
3. *Stern E. A., Sayers D. E. and Lytle F. W.* // *Phys. Rev. B.* – 1975. - V. 10, P. 4836.
4. *W. Lytle, D. E. Sayers and E. A. Stern* // *Phys. Rev. B.* - 1975. – V. 11, P. 4825.
5. *Кочубей Д.И., Бабанов Ю.А., Замараев К.И., Ведринский П.В., Крайзман В.Л., Кулипанов Г.Н., Мазалов Л.Н., Скринский А.Н., Федоров В.К., Хельмер Б.Ю., Шуваев А.Т.* Рентгеновский метод изучения аморфных тел: EXAFS спектроскопия. – М.: Наука, 1988.
6. *Ведринский П.В.* EXAFS-спектроскопия - новый метод структурного анализа // Соросовский Образовательный Журнал. - 1996. - № 5. - С. 79-84.
7. *Funke H., Chukalina M.* Wavelet analysis of EXAFS data – first studies // *FZR Annual Reports.* - 2001. – V. 343. - P. 45.
8. *Funke H. and Scheinost A.C., Chukalina M.* // *Phys. Rev. B.* – 2005 - V.71. – P. 094110.
9. *Munos M., Argoul P., Farges F.* // *Am. Mineral* - 2003. - V.88. - P.694.
10. *Funke H., Chukalina M. and Scheinost A. C.* // *J. Synchrotron Rad.* – 2007.- V.14. – P. 426-432.
11. *Sahnoun M. and Daul C., Haas O.* // *J. Appl. Phys.* - 2007.- V.101 – P. 014911.
12. *Funke H., Chukalina M. and Rossberg A.* // *Phys. Scripta.* – 2005. - V.115 – P. 232-234.

Эмиссионная томография с конфокальной системой коллиматоров

Е. Е. Курьянович

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

Постановка задачи

Существенным недостатком всех существующих видов методов пучковой диагностики является принципиально неустранимое ограничение разрешения, вызванное размером области возбуждения. Начиная с некоторого момента, дальнейшее уменьшение диаметра пучка уже не даёт увеличения разрешения, поскольку оно начинает зависеть от размера области возбуждения (Рис.1). Неограниченно же уменьшать размер области возбуждения физически невозможно.

Рентгеноспектральный анализ

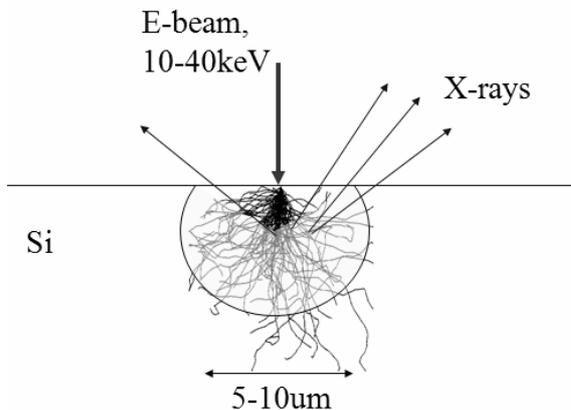


Рисунок 1. Зависимость разрешения от размера зоны возбуждения на примере рентгеноспектрального анализа.

Возможным способом решения этой проблемы является использование схемы наблюдения с конфокальными (оси которых пересекаются в одной точке) коллиматорами (Рис. 2). В этом случае разрешение зависит лишь от диаметра коллиматоров, пучок же может быть сделан достаточно широким.

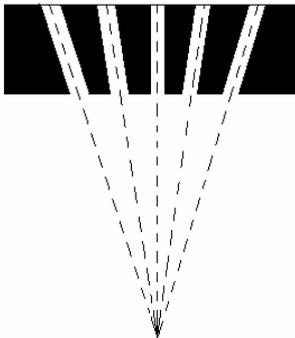


Рисунок 2. Конфокальные коллиматоры.

Более подробно предполагаемая схема показана на Рис. 3

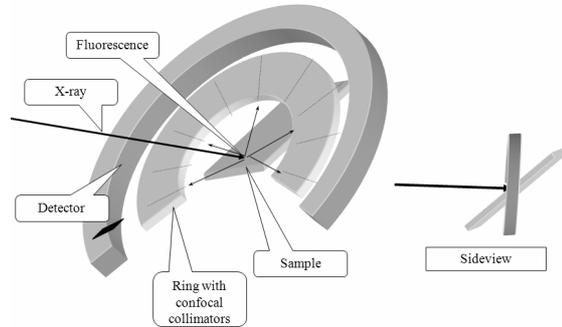


Рисунок 3. Предполагаемая схема наблюдений с использованием конфокальных коллиматоров.

Полученные результаты

Аналитическим путём была получена функция источника для системы конфокальных коллиматоров (сигнал, получаемый от точечного источника единичной интенсивности, в зависимости от расстояния r до центра системы - точки пересечения осей коллиматоров). Выяснилось, что асимптотика функции источника на бесконечности для двумерной (коллиматоры расположены по окружности) системы имеет вид $1/r$, для трёхмерной (коллиматоры расположены на поверхности сферы) $1/r^2$. Эти результаты характеризуют максимально возможное разрешение системы конфокальных коллиматоров, обусловленное воздействием сигнала от областей, лежащих сбоку от оси канала.

Было также выполнено численное моделирование картины, которая будет наблюдаться при различных конфигурациях излучающего вещества (рассматривались однородно светящийся шар и Гауссово распределение) и его различных положениях относительно центра системы. Моделировалась так называемая составная схема, состоящая не только из конфокальных коллиматоров, но и из параллельных, что позволяло получить более подробную информацию о конфигурации излучающего вещества.

В результате было выяснено, что при удалении скопления излучателя от центра системы сигнал достаточно быстро пропадает, оставаясь, однако, ненулевым и при достаточно больших r .

Моделирование фазовых превращений при электродуговом синтезе углеродных наноматериалов.

Г. Г. Попов

Воронежская Государственная Технологическая Академия пр-т Революции 19, Воронеж, 394000.
e-mail: wildranger@pisem.net

Проблема изучения фазовых превращений актуальна для исследования различных способов синтеза углеродных наноматериалов (УНМ) и основывается на детальном анализе фазовой диаграммы P-T.

При первом взгляде на диаграмму, очевидно, что области соответствующие условиям возникновения УНМ на ней отсутствуют.

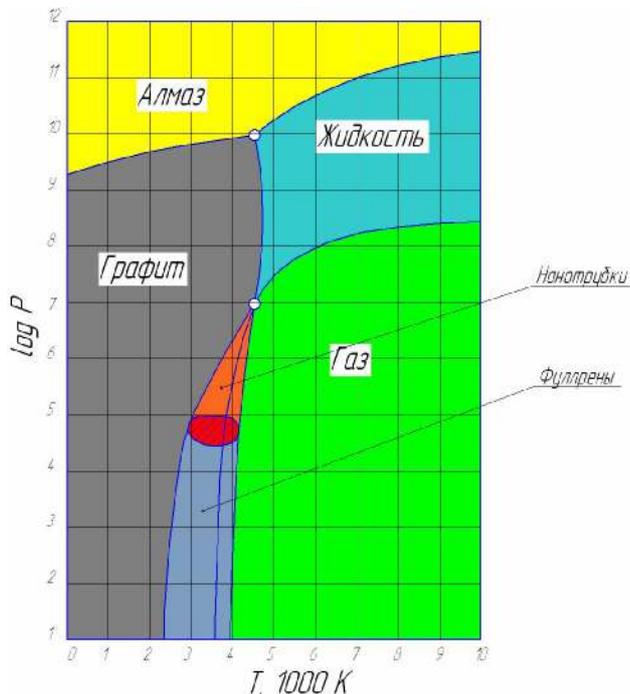


Рис. 1. Диаграмма состояния углерода P-T

На основании экспериментальных данных можно обозначить примерные зоны образования наноматериалов (рис. 1), но эти построения носят примерный характер. Экспериментальные исследования процесса фазовых превращений затруднительны вследствие быстротечности, высокой температуры и пр. В этом смысле перспективным методом исследования является математическое моделирование.

Анализ процесса электродугового синтеза показывает, что можно выделить 3 подпроцесса: сублимация графита с поверхности анода, переноса испарившихся частиц от анода к катоду и осаждение депозита на катode.

Формирование УНМ происходит в плазме. Известны работы [1,2], в которых используется магнитный гидродинамический подход к явлениям переноса ионов от анода к катоду под действием сил электрического поля.

Данный подход позволяет включить в математическую модель параметры давления P и температуры T плазмы.

Однако недостатками данного математического описания является то, что граничные условия на электродах задаются нечетко. Это обусловлено тем, что известные математические модели не включают в свой состав уравнений массообмена, описывающих процессы сублимации на аноде и осаждения на катode. В данной работе поставлена задача создания комплексной модели описания всех подпроцессов с учетом их единства и взаимосвязи.

Исходя из вышеизложенного, можно заключить, что математическая модель должна основываться на уравнениях магнитной гидродинамики, дополненных зависимостями Кнудсена-Ленгмюра[3], описывающих процессы сублимации и десублимации. Нахождение методики их совместного решения позволит получить инструмент для описания фазовых диаграмм.

Расчетная схема представлена на рисунке 2.

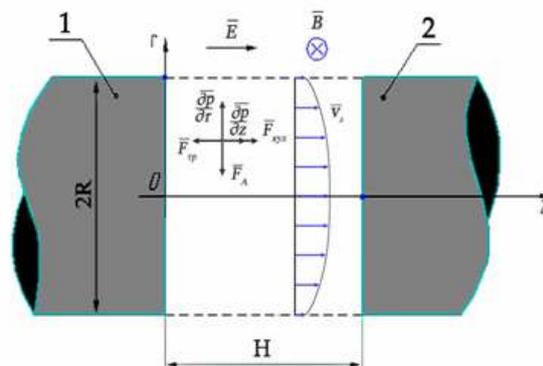


Рис.2. Расчетная схема процесса электродугового синтеза углеродных наноматериалов

- [1] Г. В. Абрамов, А. И. Иванов, Г. В. Попов. ИФЖ 80, 6 (2007).
- [2] П. В. Рындин "Математическое моделирование теплообмена при электродуговом синтезе углеродных наноструктур", дисс. канд. техн. наук, 05.13.18, ГОУ ВПО «Воронежская государственная технологическая академия» 2007
- [3] В. И. Власов, Г. Н. Залогин, А. Л. Кусов. Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 33, 2008

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ГАЗОВ МЕТОДОМ АДсорбЦИОННО-ДЕсорбЦИОННОЙ ФЛИККЕР-ШУМОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.

Чапкевич А.А., Белянкин Р.В. Винокуров В.А.

Российский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина.

119991, г. Москва, Ленинский проспект 65

aleksandr-chapkevich@vandex.ru

Введение

В работе представлены результаты исследований состава газовых примесей в атмосферном воздухе методом адсорбционно-десорбционной фликкер-шумовой спектроскопии (АДФШС). Изучены характеристики шумового газового сенсора (ШГС), разработаны методика и программное обеспечение для оперативного анализа и идентификации примесей в атмосферном воздухе.

Ниже приведены сведения о влиянии влажности и давления атмосферного воздуха на уровень чувствительности шумовых газовых сенсоров (ШГС), применяемых в исследованиях.

Принцип действия полупроводниковых газовых сенсоров основан на физическом явлении изменения электрического сопротивления тонкопленочного полупроводника при адсорбции на его поверхности молекул различных газов. Эти молекулы становятся донорами (либо акцепторами) электронов в зону проводимости полупроводника. Как число адсорбированных молекул, так и результирующее изменение электропроводности пленки зависят от температуры. При этом электропроводность поверхности полупроводника монотонно изменяется по мере хода адсорбции, но не достигает некоторого постоянного значения.

Принцип действия полупроводникового ШГС основан на эффекте влияния адсорбции и десорбции различных молекул химических веществ его поверхностью на характеристики спектральной плотности напряжения фликкер-шума (т.е. в данном случае фликкер-шум является полезным, несущим информацию, сигналом), которая зависит от степени несовершенства поверхности полупроводника, определяемой сортом и количеством адсорбированных молекул. При этом уровень фликкер-шума может изменяться на 5 – 6 порядков при практически неизменных значениях подвижности и концентрации НЗ, определяющих величину электрического сопротивления газочувствительного слоя ШГС.

Изучаемый шумовой газовый сенсор представлял собой дискретный кремниевый резистор с контактами из золота (Рис.1). Сопротивление сенсора при комнатной температуре составляло 240 кОм. Адсорбционная способность газочувствительной поверхности ШГС усиливалась за счет бомбардировки ионами Ag^+ . Сенсор монтировался на однокаскадном термоэлектрическом охладителе, что позволяло изменять температуру газочувствительного слоя от 243К до 313К. Электрический ток от внешнего источника через ШГС в процессе измерения не

пропускался. В измерительную камеру, в которой размещался ШГС, осуществлялся дозированный напуск атмосферного воздуха или паров воды, что позволяло изменять условия адсорбции молекул. Для измерения сигналов от ШГС использовался зарядочувствительный усилитель, регистрирующий изменение флуктуационных токов, возникающее при обмене зарядами между адсорбируемыми молекулами и электрически активными дефектами на поверхности газочувствительного слоя, обусловленное изменениями электропроводности и объемного заряда. Такая инжекция носителей вызывает флуктуации сопротивления газочувствительного слоя ШГС. Спектр НЧ флуктуаций равновесного шума, определяет СПФ сопротивления $S_R(f)$, которая на низких частотах пропорциональна $1/f$.

Изменение собственного сопротивления ШГС от температуры (Рис.2) свидетельствует о преобладающем влиянии радиационных дефектов, обусловленных имплантацией ионов Ag^{+40} , по сравнению с известными механизмами рассеяния на атомах примеси и кристаллической решетки.

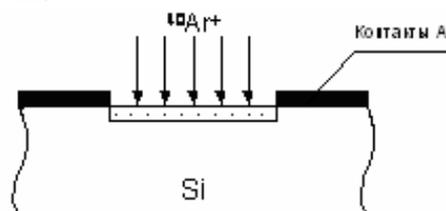
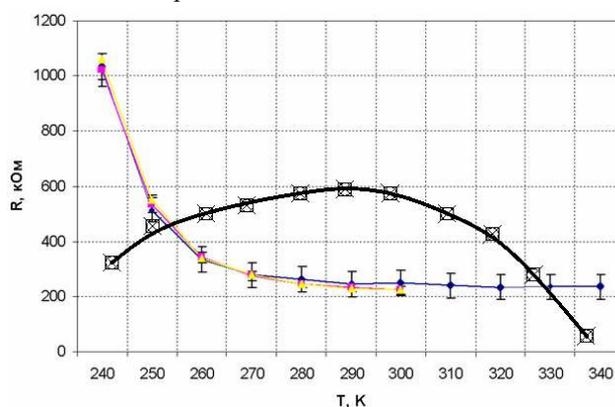


Рис.1. Структура ШГС

Рис.2. Сопротивление ШГС в зависимости от



рабочей температуры (жирно – данные по особому чистому кремнию /3/)

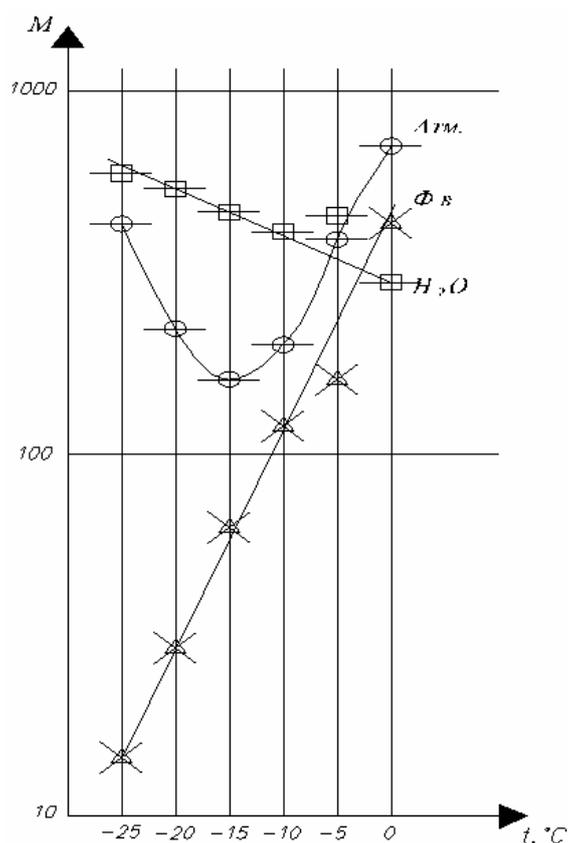


Рис.3. Чувствительность ШГС к атмосферному воздуху, парам воды и разрежению при различных температурах

В работе исследовалось поведение таких характеристик сенсора при изменении рабочей температуры как: сопротивление и собственные шумы, чувствительность к изменению давления атмосферного воздуха и присутствию в нем паров воды. Из полученных данных (Рис.3) следует, что присутствие водяных паров в анализируемой среде существенно снижает чувствительность ШГС. Для ее увеличения анализ газов в атмосфере необходимо проводить при рабочих температурах сенсора выше -15°C . При давлении остаточной атмосферы 10^{-1} Торр и отсутствии паров воды максимальная чувствительность ШГС и уровень его собственных шумов на порядок хуже, чем достигаемые при давлении 5×10^{-5} Торр. Итоговая чувствительность ШГС зависит как от наличия в анализируемом воздухе паров воды, так и от величины давления остаточной атмосферы в измерительной камере.

Выбор оптимальных алгоритмов обработки сигнала ШГС при анализе газовых примесей в атмосферном воздухе

Представленный ниже способ идентификации молекул газообразных веществ на базе АДФШС и соответствующего программного и методического обеспечения направлены на создание современного нижнего уровня эоинформационных систем, обеспечивающего получение и обработку исходных данных, необходимых для функционирования их высших

иерархических уровней. Такое преимущество метода, как отсутствие стадии подготовки пробы, позволяет осуществлять in-situ непрерывный контроль за содержанием анализируемого вещества, а также регистрировать вновь поступающие вещества-аналиты и «опознавать» их. Полученные предварительные данные о чувствительности предлагаемого метода свидетельствуют о принципиальной возможности регистрировать концентрации веществ на уровне 1×10^{-5} %об.

Известен способ интерпретации шумовых измерений на основе анализа спектров Лоренца [1], обусловленных широким набором релаксационных процессов с различными параметрами, суперпозиция которых определяет вид фликкер-шумовых характеристик шумовых газовых сенсоров (ШГС). Такой подход дает в принципе возможность определять классические параметры молекул-адсорбатов (энергию активации и время жизни), но не позволяет их идентифицировать.

Установлено, что фликкер-шумовая характеристика ШГС для известной комбинации рабочей температуры ШГС и сорта анализируемых молекул, предположительно вследствие возникновения устойчивых сил связи между адсорбатом и чувствительным слоем, может быть однозначно описана кусочно-непрерывными математическими функциями.

Нами предложен метод АДФШС, в основе которого лежит анализ изменений этих функций состояния ШГС. В качестве характеризующих функции признаков спектра фликкер-шума предлагается рассчитывать отклонение спектра от вида $1/f$ (формула Хоуге) в каждом дискретном интервале измерений ($\Delta f_i = 0,2$ Гц) в диапазоне частот 0,1-10 Гц. Такие отклонения описываются функцией $1/f_\gamma$ (где $\gamma < 1$).

Результаты такого анализа позволяют создавать для каждого анализируемого вещества «паспорт» в виде условного «штрих-кода», представляющего численные значения функций в зависимости от интервала частот (Рис.4). Объем базы данных таких «паспортов», полученных в процессе аттестации ШГС, и будет определять диапазон селекции анализируемых веществ. Указанный «штрих-код» воспринимается ЭВМ и сравнивается с эталонными «штрих-кодами», имеющимися в базе данных.

Предлагается следующий порядок для их измерений и вычислений

Для получения спектров дискретных сигналов $Su(f_i)$ в диапазоне НЧ:

- Оценить погрешность вычислений спектральной плотности. При этом

- Погрешность вычислений спектра $\varepsilon = \sqrt{m-1}$ (m – количество оценок спектральной плотности);

- Разрешающая способность по частоте $\Delta f = m/T$ (T – время измерения);

-Минимальная частота спектра $f_{\min}=0,5 \Delta f$;

- Оптимизировать объем выборки (время измерения) и погрешность вычисления спектра учитывая, что для увеличения разрешающей способности по частоте (уменьшения Δf) и для уменьшения погрешности ϵ требуется увеличение времени измерения.

Для получения «штрих-кодов» веществ-аналитов необходимо:

- Измерить спектральные плотности флуктуаций напряжения ШГС $S_u(f_i)$ при различных температурах T_i в указанных средах
- Произвести вычисления $\gamma_i(T_i, \Delta f_i)$ для каждого измерения:

-Вакуум $\{\gamma_{\text{вак}}(T_i, \Delta f_i)\}$

-Сухой и очищенный от газообразных примесей воздух $\{\gamma_{\text{атм}}(T_i, \Delta f_i)\}$

-Пары воды $\{\gamma_{\text{H}_2\text{O}}(T_i, \Delta f_i)\}$

-Газ-аналит (при заборе проб из атмосферы)

$\{\gamma_{\text{ан}}(T_i, \Delta f_i)\}$

- Вычислить «истинное» значение $\Delta\gamma_{\text{ан}}(f_i)$ по формуле:

$$\Delta\gamma_{\text{ан}}(\Delta f_i) = F\{\gamma_{\text{ан}}(T_i, \Delta f_i) - \gamma_{\text{H}_2\text{O}}(T_i, \Delta f_i) - \gamma_{\text{атм}}(T_i, \Delta f_i) - \gamma_{\text{вак}}(T_i, \Delta f_i)\}$$

- $\gamma_{\text{вак}}(T_i, \Delta f_i)$ }

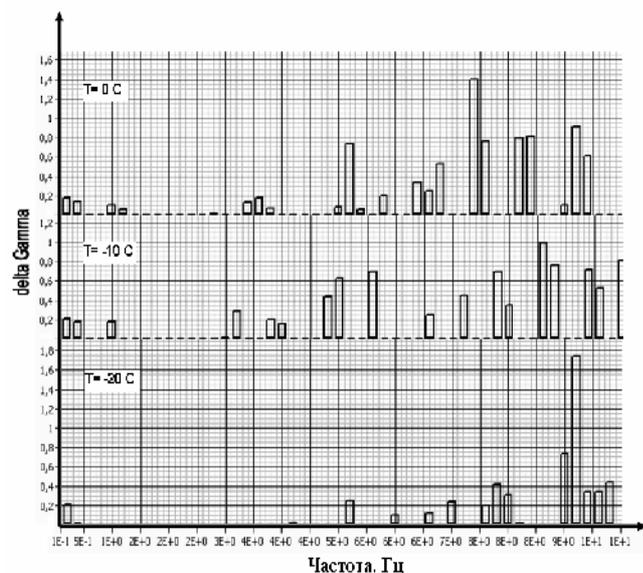
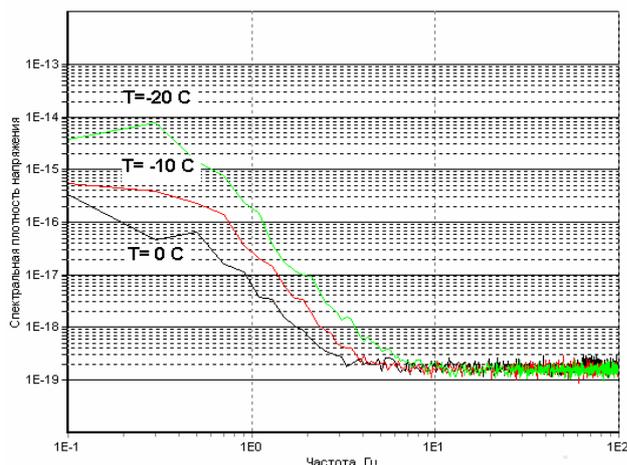


Рис.4. Сигналы от ШГС (сверху) при воздействии паров NH_3 и результаты расчетов идентифицирующих «штрих-кодов» (снизу).

Увеличение чувствительности шумового газового сенсора за счёт фотоадсорбционного эффекта.

Нами изучена возможность практического применения фотоадсорбции для повышения чувствительности и воспроизводимости метода адсорбционно-десорбционной фликкер-шумовой спектроскопии. Обнаружено, что при подаче световых импульсов с частотой 1 Гц в спектре НЧ фликкер-шума возникают автоколебания с характеристическим временем порядка 1 сек.

Можно предположить, что изменение формы фликкер-шумовой характеристики газового сенсора в зависимости от его температуры и химических свойств вещества анализата происходит в результате установления слабых химических связей между молекулами адсорбата и поверхностными атомами газочувствительного слоя, которые изменяют динамику зарядовых состояний на его поверхности, что в последствии отражается на низкочастотном фликкер-шумовом спектре. При этом упомянутые выше эффекты наблюдаются только при нестационарных условиях протекания процессов адсорбции-десорбции, воспроизводимо реализовывать которые в практических условиях достаточно сложно.

Известно /4/, что при освещении кристалла фотоэлектрически активным светом в нем генерируются свободные электроны и дырки, которые диффундируют в глубь кристалла и рекомбинируют. При стационарных условиях освещенности в полупроводнике устанавливается определенный градиент концентрации неравновесных носителей и изменяется концентрация электронного и дырочного газа на поверхности кристалла. Тем самым изменяются условия протекания адсорбционно-десорбционных процессов на поверхности полупроводника. При этом, то дополнительное количество адсорбированных молекул, которое появляется на поверхности при включения освещения, после его выключения не уходит с поверхности, а сохраняется на ней.

С целью повышения воспроизводимости измерений /5/ при анализе газовых примесей в атмосферном воздухе, был изготовлен ШГС, в состав которого помимо дискретных кремниевых сенсоров и температурных датчиков, устанавливаемых на поверхности элемента Пельтье, были дополнительно смонтированы светодиоды красного (0,63 мкм) и зеленого (0,54 мкм) свечения. Режим их свечения задавался источником питания с регулируемой длительностью и скважностью токовых импульсов в широком диапазоне времен, при этом минимальная продолжительность светового импульса составляла 1 сек. При указанных длинах волн фотоэлектрическая эффективность поглощения оптического излучения в кремнии отличается вдвое, что позволяет иметь дополнительный

канал регулирования для практической реализации фотоадсорбционного эффекта.

При анализе результатов эксперимента в качестве анализируемой функции использовалась интегральная мощность электрического сигнала фликкер-шума в диапазоне частот 0,1- 10 Гц. Темп подвода световых импульсов определялся как доля активного состояния светодиода за период следования импульсов питания при фиксированном времени измерения. Результаты одного из экспериментов представлены на Рис.5. Было установлено, что освещение газочувствительного слоя повышает уровень сигнала ШГС до 30 000 раз. При этом обнаружен эффект возникновения автоколебаний в спектре НЧ фликкер-шума с характеристическим временем порядка 1 сек при подаче световых импульсов с частотой 1 Гц.

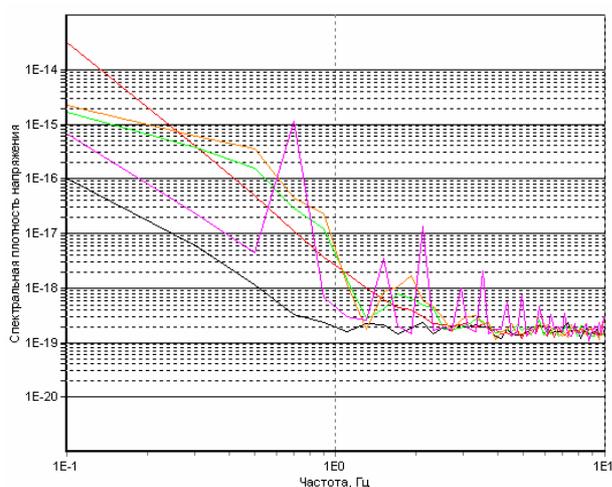


Рис.5. Напуск отфильтрованного атмосферного воздуха в режиме постоянного давления $P=1 \times 10^{-3}$ торр; $T=273$ К, облучение 0,54 мкм.

Природу наблюдаемых пиков невозможно объяснить на основании модельных представлений о происхождении шума вследствие захвата носителей заряда ловушками, т.к. эти модели сводят результирующий спектр к сумме

лоренцевских спектров независимых шумящих центров.

Можно предположить наличие нескольких механизмов возникновения шума, независимых друг от друга и дающих некоррелированные вклады в общий спектр. Величина этого вклада может зависеть от внешних параметров, таких как температура и концентрация адсорбата.

Совокупность экспериментальных данных приводит к выводу о наличии некоторых оптимальных сочетаний температуры и концентрации газа, при которых автоколебательные процессы проявляются с максимальной интенсивностью.

Список литературы

1. Makoviychuk M.I., Chapkevich A.A. Low frequency current noise in silicon micro sensors: a new perspective on individual defects and flicker noise. // Proceed. Third Int. Workshop "Relaxed, Nonlinear and Acoustic Optical Processes; Materials - Growth and Optical Properties" – RNAOPM-2006. (September 06 – 10, 2006, Lutsk, Ukraine). - Lutsk: Volyn University Press "Vezha", 2006. – P.42 – 45.
2. Н.Н. Сысоев, А.А. Чапеквич О возможности применения метода адсорбционно-десорбционной фликкер-шумовой спектроскопии для идентификации молекул различных газов. Материалы III Международной научно-технической конференции. стр. 75-76, Под редакцией д.т.н., проф. С.Б. Нестерова. М.: ОМР.ПРИНТ. 2008.- 176 с. ISBN 978-5-91588-002-2
3. Шоблицкас З., Паленскис В. Шумовая спектроскопия примесных уровней и 1/f шум в высокоомных монокристаллах кремния.// Литовский физический сборник. – 1985. – Т. XXV, №3. – С. 88-97
4. Волькенштейн Ф.Ф. Электроны и кристаллы. М.: Наука, 1983. 128 с
5. Решение ФИПС от 26.09.2008 о выдаче патента по заявке № 2008127994/22 на полезную модель "Газовый сенсор и устройство для контроля газовой среды"

Экспериментальная реализация интерферометра типа Фабри-Перо для электронов в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла.

Э.В. Девятов

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
e-mail: dev@issp.ac.ru

B. Marquardt

Laboratorium fur Festkorperphysik, Universitat Duisburg-Essen, Lotharstr. 1, D-47048, Duisburg, Germany

A. Lorke

Laboratorium fur Festkorperphysik, Universitat Duisburg-Essen, Lotharstr. 1, D-47048, Duisburg, Germany

G. Biasiol

Laboratorio Nazionale TASC INFM-CNR, AREA Science Park, I-34012 Trieste, Italy

L. Sorba

Laboratorio Nazionale TASC INFM-CNR, AREA Science Park, I-34012 Trieste, Italy
NEST INFM-CNR and Scuola Normale Superiore, I-56126 Pisa, Italy

В последнее время интерференционные явления в полупроводниках привлекают значительный интерес [1-4]. В экспериментах [1-4] интерференционная схема была реализована при помощи транспорта по краевым состояниям в режиме целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ). Токонесущие краевые состояния возникают вблизи границ образца при пересечениях уровней Ландау с уровнем Ферми [5].

Основной разницей между реализованными схемами интерферометров [1-4] и их оптическим аналогом (интерферометр типа Маха-Цендера) является тот факт, что в полупроводниках реализована интерференция во встречных пучках. Эта разница является принципиально важной для режима дробного КЭХ, в котором краевые состояния описываются картиной керальной Латтинжеровской жидкости [6]. Таким образом, интерференция в со-направленных пучках является новой научной задачей, требующей как теоретического, так и экспериментального изучения.

Другой особенностью описываемой проблемы является плавность краевого потенциала во всех экспериментально реализуемых системах. Плавный краевой потенциал приводит к образованию на краю структуры полосок сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости [7]. Наличие полос сжимаемой электронной жидкости не разрушает интерференцию в режиме целочисленного КЭХ в силу одинаковой природы носителей в обоих типах полос. Ситуация становится гораздо более интригующей в режиме дробного КЭХ. Сжимаемые области образованы "нормальными" электронами, в то время как в несжимаемых областях реализуется новое основное состояние с квазичастичными возбуждениями,

характеризующимися дробным зарядом (Лафлиновские квазичастицы) [8,9]. Транспорт поперек сжимаемых полос не может быть обусловлен Лафлиновскими квазичастицами. Соответственно, вопрос о влиянии наличия сжимаемых полос на фазовую когерентность в режиме дробного КЭХ является открытым и требующим изучения.

В данной работе экспериментально реализован интерферометр типа Фабри-Перо для электронов в полупроводниковом приборе. Интерференционные условия создаются для электронов в краевых состояниях в режиме КЭХ, распространяющихся в одном направлении. Интерференция проявляется в осцилляциях тока через прибор при изменении магнитного поля для целочисленных и дробных факторов заполнения.

Использованная экспериментальная геометрия также позволяет нам независимо продемонстрировать наличие сжимаемых и несжимаемых полос электронной жидкости на краю образца с разными локальными факторами заполнения g . Мы продемонстрировали наличие интерференционных осцилляций при транспорте поперек несжимаемой полосы с $g=1, 4/3, 2/3$ даже при сильных разбалаксах, превышающих спектральные щели. Наоборот, нет никаких следов интерференции впри транспорте поперек несжимаемой полосы с $g=1/3$, относящейся к основной Лафлиновской последовательности. Наши наблюдения означают, что даже при дробных g , интерференционные эффекты вызваны нормальными электронами в сжимаемых полосках, что подтверждает раннее предсказание [8].

- [1]. Y. Ji, Y. Chung, D. Spinzak, M. Heiblum, D. Mahalu, and H. Shtrikman, *Nature (London)* 422, 415 (2003).
- [2]. F. E. Camino, W. Zhou, and V. J. Goldman, *Phys. Rev. B* 72, 075342 (2005); F. E. Camino, W. Zhou, and V. J. Goldman, *Phys. Rev. B* 72, 155313 (2005).
- [3]. L. V. Litvin, H.-P. Tranitz, W. Wegscheider, and C. Strunk, *Phys. Rev. B* 75, 033315 (2007).
- [4]. Preden Roulleau, F. Portier, D. C. Glattli, P. Roche, A. Cavanna, G. Faini, U. Gennser, and D. Mailly *Phys. Rev. B* 76, 161309(R) (2007).
- [5]. M. Buttiker, *Phys. Rev. B* 38, 9375 (1988).
- [6]. Xiao-Gang Wen, *Phys. Rev. B* 41, 12838 (1990).
- [7]. D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* 46, 4026 (1992).
- [8]. C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* 64, 216 (1990).
- [9]. C. d. C. Chamon and X. G. Wen, *Phys. Rev. B* 49, 8227 (1994).

Зависимость энергетических щелей в дробном квантовом эффекте Холла от фактора заполнения

В.С. Храпай*, А.А. Шашкин, М.Г. Трокина, В.Т. Долгополов

Институт Физики Твердого Тела РАН, ул. Институтская 2, Черноголовка, Московской обл., 142432; * e-mail: dick@issp.ac.ru

V. Pellegrini, F. Beltram, G. Biasiol, L. Sorba

NEST INFM-CNR, Scuola Normale Superiore, Piazza dei Cavalieri 7, I-56126 Pisa, Italy

В двумерной электронной системе (ДЭС) высокого качества, помещенной в нормальное магнитное поле, при низких температурах наблюдается квантование Холловской проводимости при дробных факторах заполнения ν уровней Ландау [1]. Наиболее сильно дробный квантовый эффект Холла (ДКЭХ) проявляется для факторов заполнения главной последовательности дробей $\nu = p/(2p \pm 1)$ (p – натуральное число). Существование ДКЭХ приписывается проявлению кулоновского взаимодействия между электронами и обусловлено открытием энергетических щелей в спектре ДЭС при соответствующих факторах заполнения. Наиболее успешными подходами к объяснению дробного квантового эффекта Холла являются метод вариационной волновой функции Лафлина [2] и модель композитных фермионов Джейна [3], количественные предсказания которых базируются на численных расчетах. Для главной последовательности дробей [4] предсказывается, что скачок химического потенциала ДЭС через щель (i) пропорционален кулоновской энергии $e^2/k_l \propto B^{1/2}$ (e , k и l – заряд электрона, диэлектрическая проницаемость полупроводника и магнитная длина) и (ii) не зависит от знаменателя дроби.

В докладе будут изложены результаты измерений скачка химического потенциала высококачественной ДЭС в гетероструктуре GaAs/AlGaAs для дробей $\nu = 1/3, 2/3, 2/5$ и $3/5$ главной последовательности [5]. Измерения выполнены методом емкостной спектроскопии при температурах вплоть до 60 мК и в магнитных полях до 16.5 Тл. Высокоточные измерения емкости проводились на рекордно низких частотах до 0.05 Гц, что позволило существенно продвинуться в область низких температур. Среди основных результатов: (i) измерение скачка химического потенциала в низкотемпературном пределе; (ii) прямое наблюдение электронно-дырочной симметрии в пределе больших магнитных полей $\nu \leftrightarrow 1 - \nu$; (iii) учет влияния макроскопической неоднородности электронной плотности в образце на измеряемый скачок химического потенциала.

Главной целью работы являлось исследование зависимости скачка химического потенциала через щель ДКЭХ от знаменателя дроби. На рисунке приведены полевые

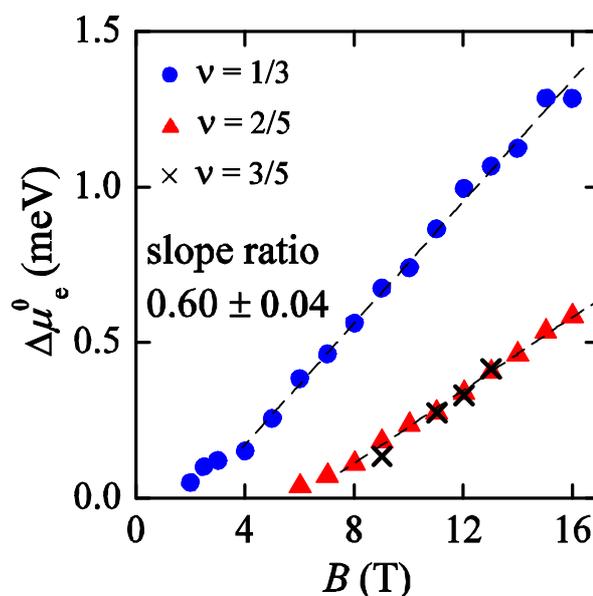


Рис. Скачок химического потенциала ДЭС через щель в зависимости от магнитного поля для $\nu = 1/3, 2/5$ и $3/5$ главной последовательности ДКЭХ.

зависимости скачков $\Delta\mu_0$ измеренных в низкотемпературном пределе для дробей со знаменателями 3 и 5. Для обоих знаменателей измеренный в эксперименте скачок растет практически линейно с магнитным полем. При этом соотношение наклонов прямых линий с экспериментальной точностью соответствует обратному отношению знаменателей дробей. Таким образом, величина скачка химического потенциала существенно уменьшается с увеличением знаменателя дроби, что не согласуется с одним из основных предсказаний теории.

Особенностью исследования щелей ДКЭХ является заметное влияние неоднородности распределения электронной плотности в образце как на величину, так и на функциональную зависимость скачка химического потенциала от магнитного поля. Мы предлагаем способ анализа экспериментальных кривых емкости, позволяющий извлечь форму полевой зависимости скачка химического потенциала в идеально однородном образце, которая оказывается близка к ожидаемой корневой. На основании результатов эксперимента мы предлагаем, что скачок химического потенциала

в однородной ДЭС имеет следующую зависимость от магнитного поля и знаменателя q дроби - $\Delta\mu_c^0 \propto q^{-1} B^{1/2}$.

Работа была поддержана РФФИ, РАН и программой государственной поддержки лидирующих научных школ. ВСХ благодарит Российский Фонд Поддержки Науки.

- [1] D. C. Tsui *et al.*, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- [2] R. B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **50**, 1395 (1983).
- [3] J. K. Jain, Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989).
- [4] B. I. Halperin *et al.*, Phys. Rev. B **47**, 7312 (1993).
- [5] V. S. Khrapai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 086802 (2007).: V. S. Khrapai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 196805 (2008).

Поляронные эффекты при туннелировании между двумерными электронными системами.

В. Г. Попов^{1,2}, О. Н. Макаровский³, L. Eaves³, M. Henini³, J.-C. Portal⁴

¹Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Институтская 6, Черноголовка, Московской обл., 142432, e-mail: popov@ipmt-hpm.ac.ru

²Факультет физической и квантовой электроники, Московский физико-технический институт (ГУ), Институтский пер. 9, Долгопрудный, Московской обл., 141700.

³School of Physics and Astronomy of Nottingham University, Nottingham NG7 2RD, UK.

⁴GHMFL, CNRS, BP 166, F-38042, Grenoble Cedex 9, France.

Введение

Электрон-фононное взаимодействие одно из самых актуальных в физике твердого тела. В металлах посредством данного взаимодействия формируются куперовские пары, в полупроводниках и диэлектриках возникают поляроны. Полярон это составная частица, состоящая из электрона и деформации кристалла вокруг него. Деформация же кристалла описывается на языке реальных или же виртуальных фононов. Впервые предложенные Ландау [1] поляроны привлекали внимание таких выдающихся физиков как Фрелих [2], Бардин [3], Фейнман [4]. Сегодня поляроны обнаружены не только в электрон-фононном взаимодействии, а также в электрон-магнетонном [5] и даже электрон-электронном [6].

Отдельно следует сказать о электрон-плазмонном взаимодействии. Поскольку плазма в металлах и легированных полупроводниках состоит из подвижных электронов и неподвижных ионов, электрон сам является частью данной плазмы. С точки зрения теории полярон возникает когда электрон и поляризация его окружающая движутся вместе, в случае плазмы, поляризация описывается плазменной волной или плазмоном. В этом случае электрон наиболее эффективно взаимодействует с волной, забирая у нее часть энергии. Таким образом волна начинает затухать, а поскольку волна сама состоит из электронов затухание становится очень большим, это так называемое затухание Ландау. Поэтому формирование поляронов на плазмонах затруднено. Ситуация меняется в сильных магнитных полях, особенно в двумерных системах, когда магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости системы. В этом случае магнитное поле и электрическое поле плазмона являются скрещенными и электроны движутся перпендикулярно обоим полям не преобретая энергии ни от электрического, ни от магнитного полей. В такой ситуации можно ожидать формирование плазмонных поляронов.

В докладе мы представим наши результаты по наблюдению поляронных состояний в туннельных контактах с двумерными электронными системами, созданных на основе гетероструктур типа $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Необходимо отметить, что полупроводники, образующие гетероструктуру, являются полярными и электрон-фононное

взаимодействие в них достаточно велико. Поляронные состояния на фононах в таких гетероструктурах наблюдались ранее в достаточно сильных магнитных полях перпендикулярных двумерным слоям, в случаях когда целое число циклотронных энергий сравнялось с энергией оптических фононов [7]. В туннельных же структурах в нулевом магнитном поле наблюдали фононные реплики, которые связывали с туннелированием электронов, стимулированным испусканием оптических фононов (СОФТ) [8]. Недавние исследования подобных реплик в резонансно-туннельных диодах обнаружили поляронное их происхождение [9]. При этом использовался метод магнетотуннельной спектроскопии, позволяющий исследовать спектр двумерных систем при фиксированном двумерном квазиимпульсе электрона. В этом случае магнитное поле прикладывается параллельно плоскостям двумерных систем. Туннелирование же между двумерными системами наиболее эффективно при сохранении планарной компоненты обобщенного квазиимпульса, магнитное поле меняет обобщенный квазиимпульс одной двумерной системы относительно другой, поскольку двумерные системы отстоят друг относительно друга на туннельное расстояние D_{z12} (см. Рис. 1). При этом резонансные токовые пики на вольт-амперной характеристике (ВАХе) туннельных диодов смещаются в соответствии с дисперсией электрона с квазиимпульсом $p_b = eBD_{z12}$, где e – заряд электрона, B – магнитное поле. Подробнее результаты будут представлены в следующем параграфе.

В третьем параграфе мы представим результаты, обнаруживающие поляронные эффекты на плазмонах при туннелировании электронов между двумерными системами. Эти результаты исследования так называемой Кулоновской псевдощели в туннелировании электронов между двумерными электронными системами. Псевдощель наблюдается как провал тока при нулевом смещении на ВАХе туннельного диода с двумерными системами с одинаковыми концентрациями [10]. Если же концентрации различны псевдощель приводит к дополнительному высоко вольтовому сдвигу токовых пиков на ВАХ диода [11]. Одним из самых удачных объяснений псевдощели, является модель, рассматривающая релаксацию

туннелирующего электрона на виртуальных двумерных плазмонах или формирование плазмонного полярона [12]. Иначе говоря туннелирование при малых энергиях подавляется поскольку, электрон должен иметь дополнительную энергию для организации собственной релаксации в квантованом ДЭГе.

Фононные реплики в резонансно-туннельном диоде.

В данной работе исследовались туннельные диоды, изготовленные из двухбарьерной гетероструктуры, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs в направлении (100). В данной структуре слой квантовой ямы из GaAs толщиной 8 нм, располагался между барьерными слоями $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ толщинами 6 нм, барьерные слои отделялись от сильнолегированных слоев GaAs при помощи нелегированных слоев GaAs – спейсеров толщиной 50 нм. Сильнолегированные области создавались легированием атомами Si с концентрацией $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Туннельные диоды изготавливались стандартными методами

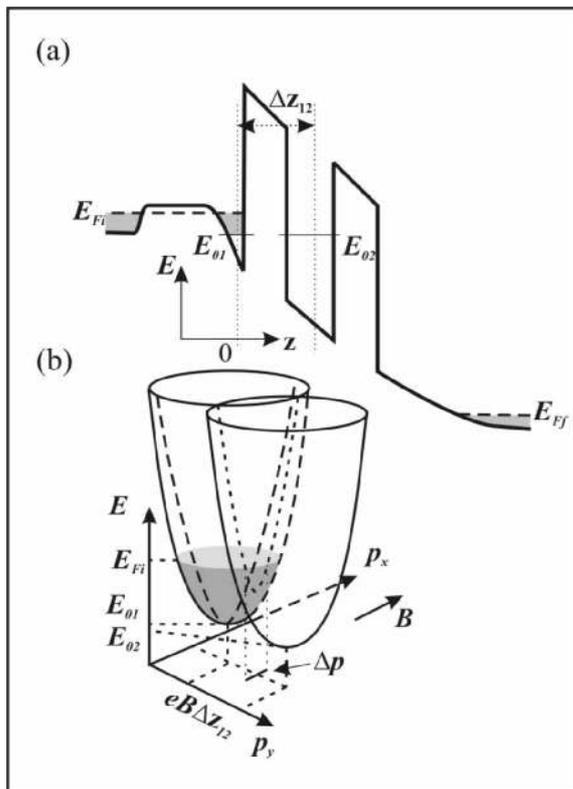


Рис. 1. (а) Схематически изображен профиль дна зоны проводимости и квантовые уровни основных подзон туннельного диода при приложенном напряжении. (б) Схематически представлены дисперсионные поверхности двумерных подзон в фазовом пространстве энергии и обобщенных импульсов в планарном магнитном поле. На пересечении данных поверхностей, показанном пунктирной линией, находятся резонансные состояния, через которые идет ток.

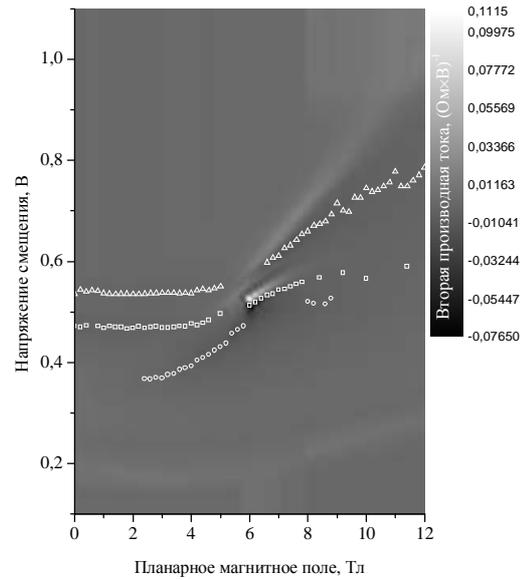


Рис. 2. Туннельные спектры в зависимости от планарного магнитного поля. В данном случае минимумы во второй производной $G''(V)$ соответствуют пикам в токе. Фононные реплики расположены при $V_{p1} = 0.47 \text{ В}$ и $V_{p2} = 0.55 \text{ В}$ и показаны треугольниками и квадратами. Резонансный токовый пик в слабых полях до 2 Тл не показан, поскольку при данных напряжениях существуют неустойчивости тока, которые затрудняют интерпретацию данных. Начиная с 2 Тл, резонансный токовый пик показан круглыми символами.

фотолитографии и жидкого химического травления, и представляли собой цилиндры диаметрами 25 мкм. Схематическая диаграмма дна зоны проводимости диода при приложенном напряжении представлена на рисунке 1. На ВАХе данного диода были обнаружены пики в токе, связанные с резонансным туннелированием, и фононные реплики, для исследования которых наиболее удобно рассмотреть вторую производную тока по напряжению в зависимости от напряжения при разных величинах планарного магнитного поля (см. Рис. 2). Как видно из рисунка 2 резонансная особенность смещается в сторону высокого напряжения, в то время как фононные реплики не меняют своих положений до тех пор пока не возникнет антипересечение с резонансной особенностью. Подобное поведение невозможно объяснить в рамках модели СОФТ. В рамках же поляронной модели явление антипересечения особенностей можно связать с антипересечением в спектре поляронов при энергии полярона, близкой к энергии оптического фонона. Слабую магнитную зависимость фононных реплик, также можно объяснить, если связать их с прямым резонансным туннелированием из электронной подзоны E_{01} в поляронную подзону в квантовой яме, которая возникает для поляронов на реальных фононах, т. е. при энергиях $E_{p1,2} = E_{02} + \hbar\omega_{LO1,2}$, где $\hbar\omega_{LO1,2}$ – энергия оптических

фононов в GaAs и $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ соответственно. В силу большой эффективной массы поляронов резонансное туннелирование возникает тогда, когда уровень Ферми эмиттера E_{Fi} пересекает донья поляронных подзон $E_{p1,2}$. Действительно в случае большой разницы эффективных масс кривая пересечения дисперсионных поверхностей (см. Рис. 1(б)) является замкнутый контур, расположенный у основания подзоны с большой массой, при этом этот контур не будет значительно меняться при малых смещениях дисперсионных поверхностей в плоскости обобщенных импульсов. Что в свою очередь означает слабую магнитную зависимость особенностей резонансного туннелирования в поляронную подзону с большой массой.

Кулоновская псевдощель в квантующем магнитном поле

В данной работе исследовалось

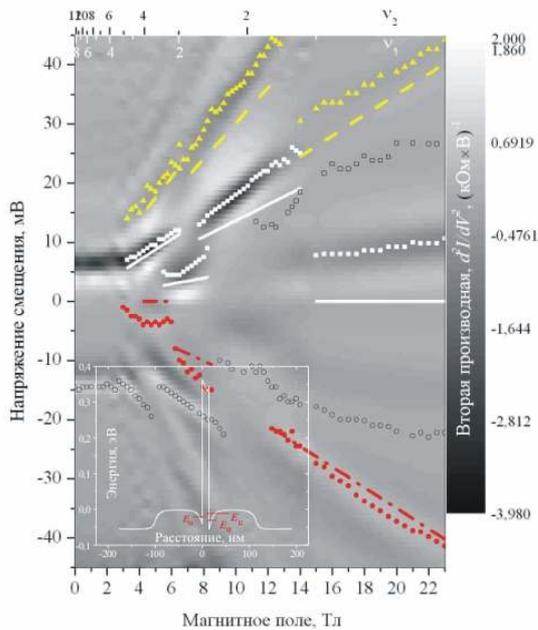


Рис. 3. Туннельные спектры в магнитном поле. Положения первого резонанса показаны белыми квадратами. Положения второго резонанса отмечены полыми кружками. Желтыми треугольниками и красными кружками показаны особенности, связанные с упругим туннелированием между уровнями Ландау с изменением индекса уровня на 1. Положения первого резонанса и упругих особенностей, рассчитанные в одночастичном приближении показаны отрезками непрерывных, штриховых и штрих-пунктирных прямых соответственно. Полыми квадратами показаны положения новой особенности, появившейся полях больше 12 Тл, которая возможно связана с туннелированием электронов, стимулированным испусканием межподзонных плазмонов. На вставке к рисунку приведена схематическая диаграмма дна зоны проводимости исследованного туннельного диода.

туннелирование электронов между двумерными электронными газами (ДЭГами) в магнитном поле перпендикулярном плоскостям двумерных слоев. Резонансно-туннельные диоды были созданы на основе однобарьерной гетероструктуры типа GaAs/ $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ с одиночным легированным барьером толщиной 20 нм. Вследствие ионизации примесей в барьере, аккумуляционные двумерные слои возникали по разные стороны барьерного слоя. Туннельные диоды представляли собой вертикальные столбики с диаметром мезы 100 мкм. Омические контакты создавались к сильнолегированному подложке и верхнему слою. ДЭГы отделялись от сильнолегированных областей слаболегированными GaAs спейсерами толщинами 70 нм. Необходимо отметить, что сопротивление спейсеров было мало по сравнению с сопротивлением барьера, что позволило связать обнаруженные особенности с туннелированием электронов между ДЭГами. Схематическая диаграмма дна зоны проводимости туннельного диода при нулевом напряжении смещения с квантовыми уровнями в ямах, представлена на вставке к рисунку 3.

На ВАХе диода наблюдались токовый пик при $V_r = 7$ мВ (первый резонанс - $E_{01}(V_r) = E_{02}(V_r)$) и ступенька при $V_s = -15$ мВ (второй резонанс - $E_{01}(V_s) = E_{12}(V_s)$). Для исследования данных особенностей, а также особенностей упругого туннелирования между уровнями Ландау (УЛ) мы исследовали вторую производную тока по напряжению (см. Рис. 3). В магнитном поле перпендикулярном двумерным слоям особенности резонансного туннелирования смещались немонотонным образом и появлялись новые особенности. Немонотонные магнитные зависимости резонансных особенностей можно объяснить на основе модели пиннинга УЛ на уровнях Ферми в ДЭГах, который осуществляется за счет обмена электронами с контактами [13]. В этом случае положение по напряжению первого резонанса будет определяться в одночастичном приближении разностью энергий запиннированных верхних УЛ, поскольку в резонансе решетки УЛ совпадают в обоих ДЭГах. Разность энергий можно определить из заселенности УЛ, так на верхней оси рисунка 3 отложены заселенности УЛ в обоих газах. Исходя из этого можно получить следующие выражения: в магнитном поле $B \in (4 \text{ Тл}; 6 \text{ Тл})$

$$eV_r = \hbar\omega_c \quad (1)$$

в поле $B \in (6 \text{ Тл}; 8 \text{ Тл})$

$$eV_r = \Delta_s = 0.28\hbar\omega_c \quad (2)$$

в поле $B \in (8 \text{ Тл}; 15 \text{ Тл})$

$$eV_r = \hbar\omega_c - \Delta_s \quad (3)$$

в поле $B > 15 \text{ Тл}$

$$eV_r = 0 \quad (4)$$

где e , ω_c , Δ_s – заряд электрона, циклотронная частота, спиновое расщепление УЛ. Рассчитанные значения представлены на рисунке 3 отрезками непрерывных белых прямых. Как видно из рисунка экспериментальные значения

заметно смещены в сторону больших напряжений. Данный сдвиг можно связать с псевдощелью. На рисунке 4 красными кружками представлена магнитная зависимость разности положений по напряжению первого резонанса и их расчетных значений. Из рисунка видно, что данный сдвиг может быть описан единой кривой во всем диапазоне магнитных полей, что позволяет связать его с псевдощелью, поскольку теория предсказывает монотонную зависимость псевдощели. Однако зависимость эта заметно слабее предсказанной теоретически. Возможную причину этого можно определить, исследуя дополнительные резонансы упругого туннелирования между УЛ. Дополнительные резонансы возникают вследствие упругого рассеяния туннелирующего электрона. В этом случае пик в токе возникает, когда решетки УЛ в ДЭГах смещены относительно друг друга на целое число циклотронных энергий. На рисунке 3 данные особенности представлены желтыми треугольниками и красными кружками. Тут следует отметить, что во второй производной токовой пик соответствует минимуму второй производной при положительной полярности и максимуму производной при отрицательной полярности. В одночастичном приближении положения этих особенностей V_{e+} и V_{e-} определяются из выражения:

$$eV_{e\pm} = eV_r \pm \hbar\omega_c \quad (5)$$

Расчетные положения приведены на рисунке 3 в виде отрезков штриховой и штрих-пунктирной линий. Видно, что экспериментальные величины также смещены в сторону больших напряжений. Аналогично тому, как это было сделано с первым резонансом, мы построили зависимость этого сдвига от магнитного поля для V_{e+} (см. квадраты на рисунке 4). Из рис. 4 видно, что данный сдвиг уже не монотонный с максимумом при $B = 12$ Тл. Примечательно, что в этом же поле наблюдается резкое уменьшение сдвига и для отрицательного упругого резонанса (см. рис. 3). При этом напряжение этого резонанса превышает напряжение второго резонанса (см. пустые кружки на рис. 3). Это означает, что в этом поле циклотронная энергия становится выше энергии межподзонного расщепления.

В данной ситуации уменьшение псевдощели для упругих резонансов и слабая магнитная зависимость псевдощели для первого резонанса необходимо рассматривать с привлечением межподзонных плазмонов в модель релаксации туннелирующего электрона.

Данная работа была выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Квантовые наноструктуры» и РФФИ (грант № 07-02-00487).

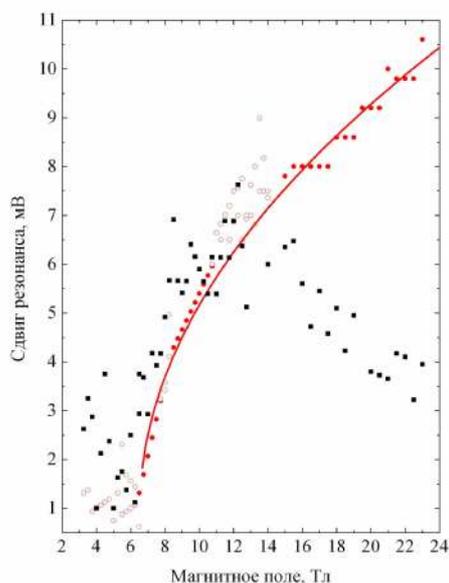


Рис. 4. Сдвиг резонансов в магнитном поле относительно их ожидаемых положений в одночастичном приближении. Красные кружки – значения сдвига первого резонанса. Непрерывная красная линия – наиболее удачно подогнанная кривая к значениям, показанным полными кружками. Пустые кружки не рассматривались, поскольку они попадают в переходные поля, когда осуществляется переход пиннинга УЛ. Черными квадратами показан сдвиг упругого резонанса относительно расчетных значений V_{e+} .

- [1] L. D. Landau, *Sov. Phys.* **3**, 664 (1933).
- [2] H. Fröhlich, *Adv. in Phys.* **3**, 325 (1954).
- [3] J. Bardeen and W. Shockley, *Phys. Rev.* **80**, 72 (1950).
- [4] R. P. Feynman, R. W. Hellwarth, C. K. Iddings, P. M. Platzman, *Phys. Rev.* **127**, 1004 (1962).
- [5] M. Jaime, H.T. Hardner, M.B. Salamon, M. Rubinstein, P. Dorsey, D. Emin, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 951 (1997).
- [6] R. Chicon, M. Ortuño, M. Pollak, *Phys. Rev. B* **37**, 10520 (1988).
- [7] H. Sigg, P. Wyder and J.A.A.J. Perenboom, *Phys. Rev. B* **31**, 5253 (1985).
- [8] G.S. Boebinger, A. F.J. Levi, S. Schmitt-Rink, A. Passner, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 235 (1990).
- [9] В. Г. Попов, L. Eaves, О. Макаровский, Тезисы XII-ого Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 10 – 14 марта 2008, стр. 13 - 16 (2008).
- [10] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3804 (1992).
- [11] В. Г. Попов, Ю. В. Дубровский, J.-C. Portal, *ЖЭТФ* **102**, 677 (2006).
- [12] I. L. Aleiner, H. U. Baranger, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3435 (1995).
- [13] V. G. Popov, *Phys. Rev. B* **73**, 125310 (2006).

Детектирование терагерцового излучения при возбуждении двумерных плазмонов в решетке полевых транзисторов.

Д.В. Фатеев, В.В. Попов, Г.М. Цымбалов, О.В. Полищук

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, ул. Зеленая 38, Саратов, 410019.
e-mail: FateevDV@yandex.ru

Введение

Как было продемонстрировано ранее [1], плазменные колебания в полевом транзисторе с двумерным (2D) электронным каналом могут использоваться для детектирования, смешивания и генерации терагерцового (ТГц) излучения. Плазменные моды, возбужденные в канале полевого транзистора под затворным электродом (подзатворные плазмоны) являются более привлекательными для электронных применений благодаря тому, что их частоты могут эффективно перестраиваться за счет изменения напряжения на затворе. Однако, подзатворные плазмоны плохо согласуются с внешним ТГц излучением из-за их акустической природы, т.е. дипольный момент подзатворного плазмона близок к нулю [2]. Поэтому для возбуждения подзатворных плазмонов в канале полевого транзистора необходимо использовать специальные антенные элементы. В недавних работах [3,4] было показано, что полевой транзистор сам является эффективной связующей антенной между внешним ТГц излучением и плазмонами, возбуждаемыми в 2D электронном канале. В решетке полевых транзисторов связывание плазмонов с ТГц излучением растет пропорционально квадрату количества ячеек решетки благодаря формированию кооперативной плазменной моды, распределенной по всей площади решетки полевых транзисторов [3]. В этой работе обсуждены свойства кооперативных плазменных мод в решетке полевых транзисторов с отдельными 2D электронными каналами, а также детектирующие свойства решетки полевых транзисторов с общим 2D электронным каналом.

Результаты и обсуждение

Рассмотрим возбуждение плазмонов внешней ТГц волной в решетке полевых транзисторов с отдельными 2D электронными каналами (Рис. 1б). В такой транзисторной структуре плазменные колебания во всех элементарных ячейках будут возбуждаться с одной и той же фазой и амплитудой, продиктованной фазой и амплитудой внешней ТГц волны. Поэтому плазменные колебания в массиве полевых транзисторов с отдельными 2D электронными каналами возбуждаются в виде единой плазменной моды, распределенной по всей площади массива. Терагерцовые спектры плазменного поглощения в исследуемых структурах вычислялись с использованием строгого электродинамического подхода [5], основанного на методе интегрального уравнения.

Результаты расчетов спектров коэффициентов поглощения (Рис. 2) решеткой

полевых транзисторов AlGaIn/GaN для различных длин затворного электрода. Показывают, что даже при комнатной температуре в массиве полевых транзисторов с отдельными 2D электронными каналами возбуждаются высшие плазменные моды с почти такой же амплитудой, что и у основной моды, вплоть до 15 ТГц и выше. Для достижения этих же частот при возбуждении плазмонов в массиве с общим 2D электронным

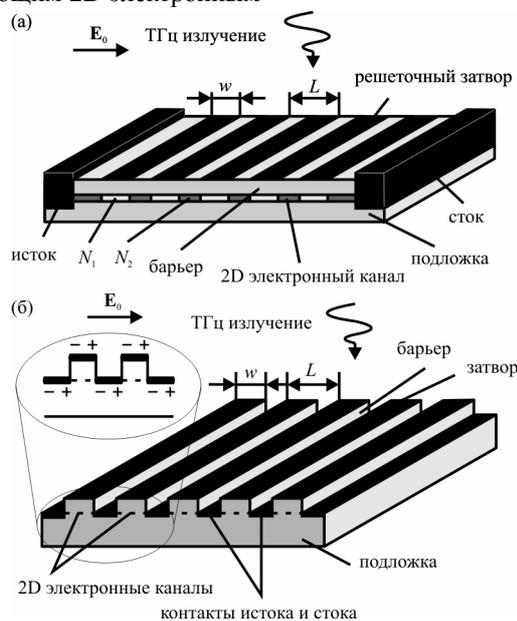


Рис.1. Схематическое изображение решеток полевых транзисторов с общим (а) и отдельными (б) 2D электронными каналами

каналом необходимо уменьшать ширины затворных электродов до 100 нм и уже, что усложняет процесс производства рассматриваемых структур. Возможность возбуждения плазмонов на частотах выше 10 ТГц в массиве полевых транзисторов с отдельными 2D электронными каналами происходит вследствие различных физических механизмов возбуждения плазмонов в рассматриваемых структурах с общим и отдельными 2D каналами.

В решетке полевых транзисторов с отдельными 2D электронными каналами внешнее ТГц излучение индуцирует осциллирующие заряды противоположных знаков на краях металлических контактов в каждой ячейке системы (см. вкладку рис. 1б). Электрическое поле, возбуждаемое этими зарядами, имеет в такую же симметрию, как и электрическое поле плазменной моды под затвором, при условии совпадения частоты

внешнего излучения с собственной частотой плазменной моды.

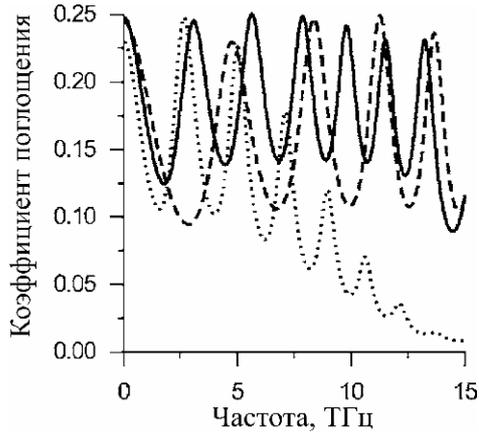


Рис.2. Спектр поглощения массива полевых транзисторов AlGaIn/GaN с периодом $L = 1.2$ мкм, для двух различных ширин полосок затворного электрода: $w = 0.8$ мкм (сплошная кривая) и $w = 0.5$ мкм (пунктирная кривая) при комнатной температуре $t = 2.27 \times 10^{-13}$ сек ($T = 300$ К) и нулевом затворном напряжении. Точечная кривая отображает спектр поглощения структуры AlGaIn/GaN с общим однородным 2D электронным каналом и решеточным затвором для тех же параметров структуры с периодом $L = 0.9$ мкм и шириной затворного электрода $w = 0.1$ мкм.

В полевом транзисторе с узкощелевым решеточным затвором и общим 2D электронным каналом (Рис. 1а) в узких просветах возбуждаются сильные высшие фурье-гармоники энергии электрического поля с волновым вектором, эти фурье-гармоники возбуждают высшие плазменные моды в канале, при совпадении частоты внешнего ТГц излучения с собственной частотой плазменной моды.

В такой структуре с пространственно модулированным 2D электронным каналом в режиме постоянно тока дрейфа электронов в канале под действием ТГц излучения возникает дополнительная добавка к напряжению между истоком и стоком (эффект ТГц фотопроводимости) [6]. В теоретических работах [7,8] было найдено два механизма фотопроводимости в решетке полевых транзисторов: эффект увлечения электронов плазмонами и эффект электрострикции 2D электронной плазмы (Рис.3). Как показывают результаты расчетов эффект фотопроводимости на основе увлечения электронов плазмонами практически не зависит от модуляции канала, в то время как эффект фотопроводимости на основе электрострикции возрастает с ростом модуляции канала. В структуре с пространственно-модулированной электронной плотностью в 2D канале доминирующим механизмом

фотопроводимости является электрострикционный механизм, который превышает эффект увлечения электронов плазмонами на два порядка величины.

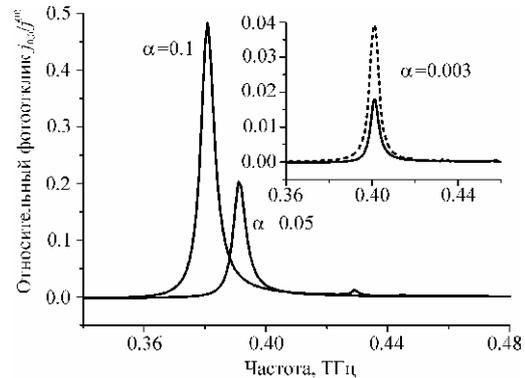


Рис.3 Спектры фотоотклика в основном плазмонном резонансе для различных коэффициентов модуляции $a = (N_2 - N_1)/(N_2 + N_1)$, где N_1 и N_2 – концентрации электронов в подзатворной и межконтактной частях 2D электронного канала. Пунктирная кривая во вставке соответствует фотоотклику на основе разогрева электронного газа электрическим полем плазмона при температуре $T_0 = 40$ К. Параметры: $L = 4$ мкм, $w = 2$ мкм, $t = 6.67 \times 10^{-11}$ сек.

Заключение

На основе описанных свойств решеток полевых транзисторов с 2D электронными каналами возможно изготовление детекторов ТГц излучения. Преимуществами таких детекторов будут резонансное детектирование и перестраиваемость резонансной частоты за счет изменения напряжения на затворе.

- [1] V. Ryzhii, I. Khmyrova, M. Ryzhii, A. Satou, T. Otsuji, V. Mitin, M.S. Shur, Int. J. High Speed Electronics and Systems, **17**, 521 (2007).
- [2] V.V. Popov, O.V. Polischuk, and M.S. Shur, J. Appl. Phys., **98**, 033510 (2005).
- [3] V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, D.V. Fateev, and M.S. Shur, Appl. Phys. Lett., **89**, 123504 (2006).
- [4] V.V. Popov, M.S. Shur, G.M. Tsymbalov, and D.V. Fateev, Int. J. High Speed Electronics and Systems, **17**, 557 (2007).
- [5] V.V. Popov, et.al., J. Appl. Phys., **94**, 3556. (2003).
- [6] X. G. Peralta, S. J. Allen, M. C. Wanke, N. E. Harff, J. A. Simmons, M. P. Lilly, J. L. Reno, P. J. Burke, J. P. Eisenstein, Appl. Phys. Lett., **81**, 1627 (2002)
- [7] G.R. Aizin, V.V. Popov, and O.V. Polischuk, Appl. Phys. Lett., **89**, 143512 (2006)
- [8] G. R. Aizin, D. V. Fateev, G. M. Tsymbalov, and V. V. Popov, Appl. Phys. Lett., **91**, 63507 (2007).

Эволюция волновых пакетов в структуре однослойного графена

Г. М. Максимова, Е. В. Фролова, В. Я. Демиховский

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, физический факультет
e-mail: demi@phys.unn.ru

Введение

В последние годы возрос интерес к изучению различных модификаций углерода, таких как графен и углеродные нанотрубки (см. обзоры [1,2]), в связи с большими потенциальными возможностями применения этих материалов в электронике. При этом графен – двумерная структура, имеющая гексагональную кристаллическую решетку, играет важнейшую роль, т.к. является основой для понимания электронных свойств других модификаций углерода. Как было установлено, возбуждения в графене являются безмассовыми дираковскими фермионами, что открывает новые уникальные возможности изучения некоторых релятивистских эффектов (например, парадокс Клейна), считавшихся экзотическими до настоящего времени. С другой стороны, аналогия с квантовой электродинамикой является основой для понимания необычных электронных свойств графена таких, как аномальный квантовый эффект Холла, отсутствие андерсоновской локализации и других.

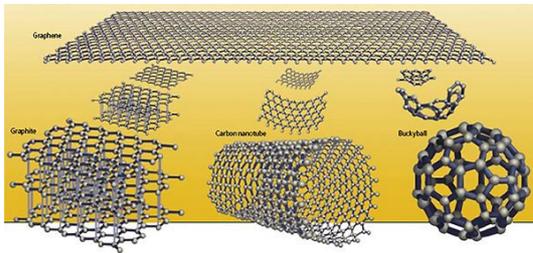


Рис. 1 Графен (вверху), состоящий из атомов углерода, лежит в основе графита и фуллеренов. Графит (нижний левый рисунок) - хрупкий материал, который можно представить как слоеный торт со слабо связанными листами графена. Когда графен сворачивается в трубку или сферу, то получают фуллерены: углеродными нанотрубками (внизу в центре), и структуры в форме футбольного мяча (внизу справа).

Эволюция волновых пакетов в структурах однослойного и двухслойного графена, а также в структуре углеродной нанотрубки рассматривалась в работах [3,4]. В этих работах были найдены аналитические выражения для компонент волновой функции, а также было рассмотрено явление дрожания центров пакетов, т.е. *zitterbewegung*, который является аналогом релятивистского эффекта, предсказанного

Шредингером [5,6]. Однако, детально динамика волновых пакетов в системе однослойного графена не была рассмотрена.

В настоящей работе рассмотрена временная эволюция и *zitterbewegung* двумерного гауссовского волнового пакета с начальной псевдоспиновой поляризацией вдоль оси x в структуре однослойного графена.

Эволюция 2D гауссовского волнового пакета

Рассмотрим временную эволюцию волновых пакетов в системе однослойного графена. Гамильтониан такой системы выглядит следующим образом:

$$\hat{H} = u \hat{\mathbf{S}} \hat{\mathbf{p}}, \quad (1)$$

где $u \approx 10^8$ см/с, $\hat{\mathbf{p}} = (\hat{p}_x, \hat{p}_y)$ - оператор момента импульса, $\hat{\mathbf{S}}$ - матрицы Паули, отражающие вклад двух подрешеток в формирование двухкомпонентной волновой функции частицы. Линейный закон дисперсии гамильтониана (1) выглядит следующим образом:

$$E_{p,s} = spu, \quad (2)$$

а собственные функции, соответствующие двум ветвям с индексами $s = \pm 1$:

$$f_{ps}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\sqrt{2}p\hbar} \exp(i \frac{\mathbf{p}\mathbf{r}}{\hbar} - i \frac{E_{p,s}}{\hbar} t) \begin{pmatrix} 1 \\ se^{ij} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $e^{ij} = \frac{p_x + ip_y}{p}$, $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.

Для анализа временной эволюции электронного волнового пакета воспользуемся функцией Грина, матричные элементы которой определяются как

$$G_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) = \sum_s \int d\mathbf{p} f_{ps,m}(\mathbf{r}, t) \times f_{ps,n}^*(\mathbf{r}', 0). \quad (4)$$

В качестве начального состояния рассмотрим гауссовский волновой пакет со средним импульсом $p_{0y} = \hbar k_0$ и проекцией спина, определяемой константами c_1 и c_2 :

$$\Psi(\mathbf{r}, 0) = C \exp(-\frac{r^2}{2d^2} + ik_0 y) \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Вычислив матричные элементы функции Грина G_{mn} с помощью (3), и воспользовавшись

уравнением (5), найдем выражения для компонент спинорной волновой функции в произвольный момент времени:

$$y_1(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{C\sqrt{2}}(c_1 f_1(\mathbf{r}, t) - c_2 f_2(-x, y, t)) \quad (6a)$$

$$y_2(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{C\sqrt{2}}(c_1 f_1(\mathbf{r}, t) + c_2 f_2(-x, y, t)) \quad (6b)$$

где функции $f_1(\mathbf{r}, t)$ и $f_2(\mathbf{r}, t)$ в цилиндрических координатах определяются как

$$f_1(\mathbf{r}, t) = \frac{\exp(-a^2/2)}{d\sqrt{p}} \int_0^\infty e^{-q^2/2} \cos(qt) \times \\ \times J_0(q\sqrt{r^2 - a^2 - 2ia y}) q dq, \quad (7a)$$

$$f_2(\mathbf{r}, t) = \frac{\exp(-a^2/2)}{d\sqrt{p}} \frac{x + a + iy}{\sqrt{r^2 - a^2 - 2ia y}} \times$$

$$\int_0^\infty e^{-q^2/2} \sin(qt) J_1(q\sqrt{r^2 - a^2 - 2ia y}) q dq, \quad (7b)$$

где $J_0(z)$ и $J_1(z)$ - функции Бесселя, $a = k_0 d$. Здесь радиус измеряется в единицах d , а время в единицах d/u .

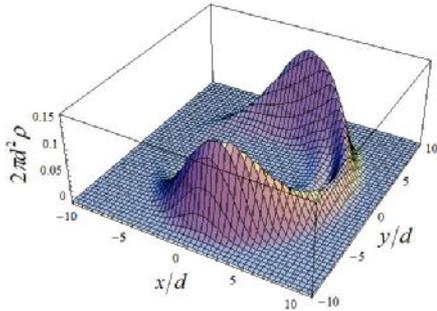


Рис. 2 Распределение полной электронной плотности в момент времени $t = 7$ для начальной поляризации вдоль оси x .

На рис. 2 представлено распределение полной электронной плотности в момент времени $t = 7$ при $d = 2$ нм и $k_0 = 0,6$ нм⁻¹. Из рис. 2 видно, что первоначально гауссовский волновой пакет расщепляется на две части, распространяющиеся вдоль оси y в противоположных направлениях, таким образом, что сохраняется симметрия плотности относительно замены $y \rightarrow -y$. При $y = 0$ наблюдается максимум электронной плотности, распространяющийся в положительном направлении оси x . Скорость распространения в этом направлении имеет постоянную составляющую и осциллирующую часть. В этом можно убедиться, рассчитав среднее значение координаты центра волнового пакета:

Проведенные вычисления показывают, что задавая различные начальные поляризации псевдоспинов, можно изменять траекторию направления движения пакета.

На рис. 3 представлена зависимость траектории $\bar{y}(\bar{x})$ центра пакета при значениях параметра $a = 6$ и $c_1 = 1$, и для двух различных значениях параметра $c_2 = e^{ij}$ при $j = p/4$ и $j = 3p/4$.

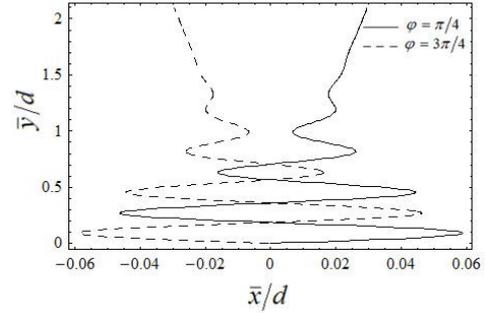


Рис. 3 Траектория центра волнового пакета для двух начальных фаз $j = p/4$ и $j = 3p/4$.

В работе авторов [7] была подробно рассмотрена динамика гауссовского волнового пакета с различными псевдоспиновыми поляризациями в структуре однослойного графена. Установлено, что расщепление начального гауссовского волнового пакета отсутствует при определенном соотношении направления начального псевдоспина и начального квазиимпульса. Так же были рассмотрены явления продольного и поперечного *zitterbewegung*. Подобная динамика электронных волновых пакетов рассматривалась также в другой работе авторов [8] в аналогичной системе – двумерном электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы.

- [1]. K.S.Novoselov, A.K.Geim, S.V.Morozov, D.Jiang, M.I.Katsnelson, I.V.Grigorieva, S.V.Dubonos, and A.A.Firsov, Nature **438**, 197 (2005).
- [2]. Y.Zhang, Y.-W. Tan, H.L.Stormer, and P.Kim, Nature **438**, 201 (2005).
- [3]. T. M. Rusin and W. Zawadzki, Phys. Rev. B **76**, 195439 (2007).
- [4]. T. M. Rusin and W. Zawadzki, cond-mat/0712.3590v2.
- [5]. E. Schrodinger, Sitzungsber. Peuss. Akad. Wiss. Phys. Math. Kl. **24**, 418 (1930).
- [6]. A. O. Barut and A. J. Bracken, Phys. Rev. D **23**, 2454 (1981).
- [7]. G. M. Maksimova, V. Ya. Demikhovskii, and E. V. Frolova, cond-mat/0809.0367v1 (2008).
- [8]. G. M. Maksimova, V. Ya. Demikhovskii, and E. V. Frolova, Phys. Rev. B, **78**, 115401 (2008)

Управление кондактансом квазиодномерного канала в присутствии спин-орбитального взаимодействия

А.В. Тележников, В.Я. Демиховский

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
e-mail: telezhnikov@phys.unn.ru

Управление потоками поляризованных по спину электронов является одной из фундаментальных задач спинтроники. В связи с этим в ряде работ, опубликованных в последние годы, рассматривались такие устройства, как спиновые фильтры, спиновые транзисторы и т.д. Например, в работах [1,2] обсуждалась возможность управления баллистическим кондактансом квазиодномерного канала с помощью постоянного магнитного поля, ориентированного различным образом в плоскости 2D-электронного газа.

В настоящей работе рассматривается 2D электронный газ в канале, разделённом туннельно-прозрачным барьером. Такой барьер может быть создан методами электронной или зондовой литографии. Движение электронов вдоль оси y свободное, а по оси x – ограничено симметричным потенциалом $V(x) = V(-x)$.

Ради простоты мы будем считать, что барьер, разделяющий канал с бесконечно высокими стенками, является δ -образным: $V(-a < x < a) = U_0 d(x)$. В реальной ситуации такой барьер имеет конечную ширину b ($b \ll a$) и амплитуду потенциала V_0 , так, что

эффективно высота барьера равна $V_0 = \frac{U_0}{b}$. В

отсутствии спин-орбитального (СО) взаимодействия при достаточно «сильной» δ -функции ($e = \mathbf{p}\mathbf{h}^2 / maU_0 \ll 1$) спектр состоит из близких пар уровней [3]. Каждый уровень такой системы является двукратно вырожденным по спину. СО взаимодействие в канале будем описывать известным гамильтонианом Рашбы[4]

$$\hat{H}_R = \frac{a}{\mathbf{h}} (\hat{p}_y \hat{S}_x - \hat{p}_x \hat{S}_y), \quad (1)$$

где $\hat{p}_k = -i\mathbf{h}\partial/\partial x_k$ – проекция оператора импульса, S_x, S_y – матрицы Паули.

Собственные функции данной задачи будем искать в виде разложения по собственным функциям $\Psi_n(x)$ в прямоугольной квантовой яме, разделённой d -образным барьером. Система уравнений для коэффициентов разложения имеет вид

$$\begin{cases} C_n \left(\frac{\mathbf{h}^2(k_y^2 + k_n^2)}{2m} - e \right) + ia\tilde{c}_x^2 D_n - ia \sum_l D_l \langle \Psi_l \Psi_n \rangle = 0, \\ -ia\tilde{c}_x^2 C_n - ia \sum_l C_l \langle \Psi_n \Psi_l \rangle + D_l \left(\frac{\mathbf{h}^2(k_y^2 + k_l^2)}{2m} - e \right) = 0 \end{cases}$$

Для примера приведём энергетический спектр такой системы в двухуровневом приближении:

$$\frac{e_{1,2,3,4}}{e_0} = 1 + \tilde{k}_y^2 - \frac{e}{p} \left(1 \pm \sqrt{\left(1 \pm \frac{2\tilde{a}\tilde{k}_y}{e} \right)^2 + \tilde{a}^2} \right), \quad (2)$$

где $e_0 = p^2 \mathbf{h}^2 / 2ma^2$ – энергия основного состояния в яме без СО взаимодействия;

$\tilde{a} = ama / \mathbf{h}^2$, $\tilde{k}_y = k_y a / p$ – безразмерные константа СО взаимодействия Рашбы и проекция волнового вектора на ось y . Выражение (2) определяет четыре ветви спектра, что соответствует всевозможным комбинациям знаков «+» и «-». Видно, что при $k_y = 0$ спектр в соответствии с теоремой Крамерса остаётся двукратно вырожденным, но расстояние между близкими уровнями увеличивается. При конечных $k_y \neq 0$ вырождение по спину снимается.

Как следует из приведённых выше выражений, в рассматриваемой задаче появился новый параметр – амплитуда потенциала барьера U_0 (или V_0), с помощью которого можно изменять структуру энергетического спектра. Нетрудно видеть, что, изменяя таким образом зависимость энергии от продольного волнового вектора, можно управлять проводимостью канала. Это утверждение иллюстрирует Рис.1, на котором представлены электронные спектры в квазиодномерном канале, сформированном в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$ при различных значениях U_0 . Видно, что дополнительный максимум в области антикроссинга двух спектральных кривых $E_n(k_y)$ присутствует только при достаточно малых напряжениях U_0 (Рис.1б)). Если энергия Ферми находится в районе этого максимума, то, как следует из

рисунка, число мод, распространяющихся в одном направлении в канале, увеличивается. При этом, согласно формуле Ландауэра [5],

$$G \equiv G(e_F) = \frac{e^2}{h} M(e_F), \quad (3)$$

где $M(e_F)$ - число распространяющихся мод, e_F - энергия Ферми, баллистическая проводимость квантового канала возрастает на величину $2e^2/h$. Таким образом, изменяя потенциал V_0 , можно контролировать число мод, распространяющихся в канале.

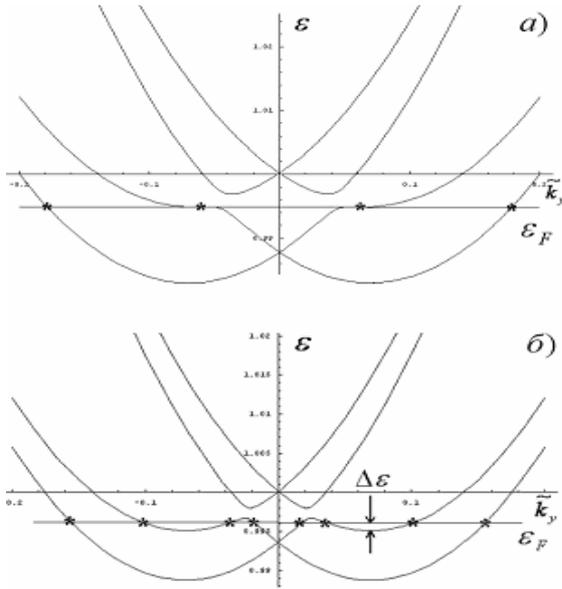


Рис. 1. Энергетические спектры 2D-газа в канале с СО взаимодействием при различных напряжениях на барьере для гетероструктуры $AlGaAs/GaAs$ ($a = 2.5 \times 10^{-12}$ эв·м, $a = 80$ нм, $b = 10$ нм, $m = 0.067m_0$): а) $V_0 = 1,6$ мэв, $\epsilon = 0,019$; б) $V_0 = 3$ мэв, $\epsilon = 0,01$.

На Рис.2 приведена зависимость кондактанса (в единицах e^2/h) квазиодномерного канала от положения уровня Ферми. График 2а) соответствует ситуации, изображённой на Рис.1а): каждая из четырёх ветвей спектра на участках с положительной производной $\partial e/\partial k > 0$ (при положительных значениях $k_y > 0$) имеет по одной точке пересечения с прямой $e = e_F$, что определяет скачкообразное увеличение кондактанса с ростом энергии Ферми. Качественно другой случай реализуется, когда на одной из ветвей появляется пара экстремумов «максимум – минимум». В этой ситуации в определённом энергетическом интервале к баллистической проводимости добавляется квант проводимости

e^2/h (Рис.2б)). Заметим, что ширина такого «пика» зависит от величины $e = \mathbf{p}\mathbf{h}^2/maU_0 \ll 1$, то есть от амплитуды потенциала U_0 , которой можно легко управлять.

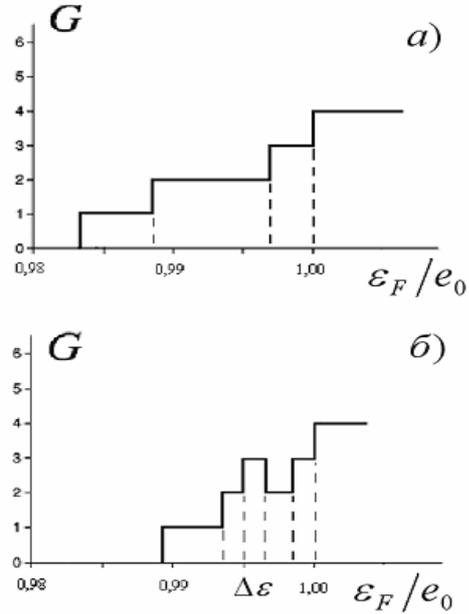


Рис. 2. Зависимость кондактанса (в единицах e^2/h) квазиодномерного канала в структуре $AlGaAs/GaAs$ ($a = 2.5 \times 10^{-12}$ эв·м, $a = 80$ нм, $b = 10$ нм, $m = 0.067m_0$) как функция энергии Ферми, отложенной в единицах $e_0 = \mathbf{p}^2\mathbf{h}^2/2ma^2$: а) $V_0 = 1,6$ мэв, $\epsilon = 0,019$; б) $V_0 = 3$ мэв, $\epsilon = 0,01$.

Оказывается важным, что подобную ситуацию – возможность контролировать число квантов баллистической проводимости, а также управлять шириной «дополнительных» пиков кондактанса – можно реализовывать для широкого класса материалов. Так, для баллистического канала той же ширины, созданного на базе гетероперехода $GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As$, где СО взаимодействие на порядок больше, нежели в структуре $AlGaAs/GaAs$, можно наблюдать тот же эффект – появление экстремумов «максимум-минимум» и, соответственно, дополнительного пика в баллистическом кондактансе – при пороговом напряжении на туннельно-прозрачном барьере $V_0 \sim 0,13$ мэв.

- [1] A.V. Moroz and C.H.W. Barnes, Phys. Rev. B. **61**, R2464 (2000).
- [2] Yuriy V. Pershin, James A. Nesteroff, and Vladimir Privman, Phys. Rev. B. **69**, 121306(R) (2004).
- [3] В.М. Галицкий. Часть 1. Задачи по квантовой механике. – М., 2001.
- [4] Yu.A. Bychkov and E.I. Rashba, Pis'ma Zh. Exsp. Teor. Fiz. **39**, 66 (1984).
- [5] R. Landauer, IBM J. Res. Dev. **1**, 253 (1957).

Неупругое туннелирование электронов в пленках металл-углеродных нанокompозитов

Катаева Е.А., Божко А.Д.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, ул. Вавилова 38,
Москва, 119991.
e-mail: lenekataeva@gmail.com

Введение

Твердые пленки аморфного углерода обладают уникальными физическими характеристиками и широко используются в качестве защитных покрытий. Область возможных применений этих материалов может быть расширена, благодаря способности пленок изменять свои свойства при легировании различными элементами во время осаждения. Наиболее интересно с практической точки зрения легирование пленок металлами, так как это позволяет увеличивать проводимость пленок до значений, типичных для аморфных металлов.

В настоящей работе представлены результаты исследования проводимости в пленках металл-углеродных нанокompозитов, содержащих переходные металлы W, Cr и Nb в диапазоне изменения их концентрации от 10 до 40 ат.%, при температурах 80 – 400 К.

Экспериментальная часть

Пленки металл-углеродных нанокompозитов толщиной 1.0 мкм осаждались на полированные диэлектрические подложки комбинацией двух методов. Углеродно-кремниевая фаза осаждалась путем разложения паров сложного кремний-органического полимера $((\text{CH}_3)_3\text{SiO}(\text{CH}_2\text{C}_6\text{H}_5\text{SiO})_3\text{Si}(\text{CH}_3)_3)$ в плазме стимулированного разряда постоянного тока. Металл вводился в растущую пленку путем магнетронного распыления соответствующей металлической (W, Cr, Nb) мишени.

Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии, пленки имеют аморфную структуру. Металл распределен в аморфной углеродно-кремниевой матрице в виде нанокластеров с характерными размерами 1 – 2 нм.

Проводимость пленок измерялась на постоянном токе 4-х контактным методом в температурном диапазоне 80 – 400 К в проточном криостате.

Структура углеродной фазы исследовалась методом рамановской спектроскопии в диапазоне 800 – 1800 см^{-1} на длине волны 632.8 нм.

Результаты и обсуждение

Рамановские спектры изучаемых пленок выглядят подобными для всех трех типов пленок. Они характеризуются

присутствием широкого несимметричного пика, расположенного примерно при 1450 – 1500 см^{-1} (рис.1). Амплитуда пика сильно зависит от концентрации металла, уменьшаясь при ее увеличении. Традиционно для пленок аморфного углерода рамановский пик может быть разложен на два гауссовых пика, называемых D и G пиками, расположенных при 1300 – 1400 см^{-1} и 1450 – 1600 см^{-1} , соответственно [1]. На рис. 1 представлены зависимости отношений амплитуд рамановских D и G пиков от концентрации металлов. Можно выделить два различных типа поведения зависимостей. Зависимости $I(D)/I(G)$ в W- и Nb-содержащих углеродных нанокompозитных пленках характеризуются резким ростом от 0.9 до 1.9 при увеличении концентрации металлов свыше 20 – 25 ат.%. Cr-углеродные пленки характеризуются постоянным, близким к 0.9, значением отношения $I(D)/I(G)$ во всем диапазоне изменения концентрации хрома.

Возрастание отношения амплитуд пиков D и G в пленках аморфного углерода объясняется упорядочением углеродной sp^2 фазы, вследствие объединения sp^2 углеродных состояний в ароматические графитоподобные кластеры [1].

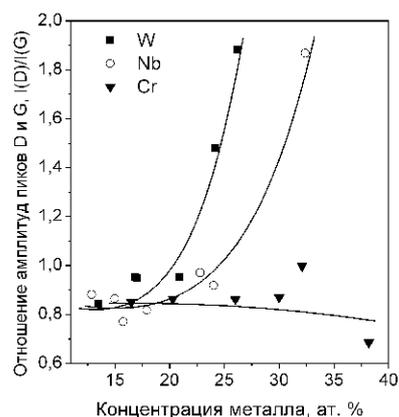


Рис.1. Зависимость отношения амплитуд D и G пиков $I(D)/I(G)$ от концентрации металлов в W-, Nb- и Cr-углеродных нанокompозитных пленках.

Температурные зависимости проводимости $S(T)$ всех типов изучаемых пленок хорошо аппроксимируются степенной функцией $S=S_0+S_1(T/T_0)^p$ в исследованном диапазоне концентраций металлов.

На рис. 2 представлены типичные зависимости проводимости W-углеродных пленок от температуры, нормированные на величину проводимости при комнатной температуре $\sigma(300)$. Величина концентрации металла указана вблизи соответствующей кривой.

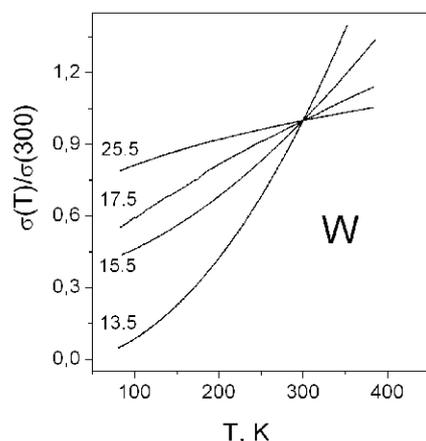


Рис.2 Зависимость проводимости пленок W-углеродных нанокompозитов от температуры. Величина концентрации металла (ат.%) указана около соответствующей кривой.

Степенной характер температурных зависимостей проводимости пленок металл-углеродных нанокompозитов может объясняться в рамках модели неупругого туннелирования электронов в тонких пленках аморфных диэлектриках [2]. Эта модель предполагает неупругое туннелирование между кластерами металлов в углеродной матрице как основной механизм формирования температурных зависимостей проводимости. Она позволяет оценить среднее значение числа локализованных состояний $\langle n \rangle$ в потенциальных барьерах между кластерами металлов из величины показателя степени p зависимостей $s(T)$:

$$\langle n \rangle = \frac{1}{2} \left(p - 1 \left(p^2 + 2p + 9 \right)^{\frac{1}{2}} \right)$$

Оказывается, что $\langle n \rangle$ немонотонным образом зависит от концентрации металла в W- и Nb- углеродных пленках, в то время как в пленках, содержащих Cr, величина $\langle n \rangle$ близка к постоянному значению, как показано на рис. 3.

Наблюдаемый рост $\langle n \rangle$ при увеличении концентрации W и Nb свыше 20 – 25 ат.% при сопутствующем росте отношения $I(D)/I(G)$ позволяет сделать вывод о том, что увеличение плотности локализованных состояний в межкластерных промежутках в W- и Nb-углеродных пленках обусловлено ростом

характерного размера sp^2 кластеров. Локализованные состояния, участвующие в неупругом туннелировании электронов расположены, по-видимому, на границе таких кластеров.

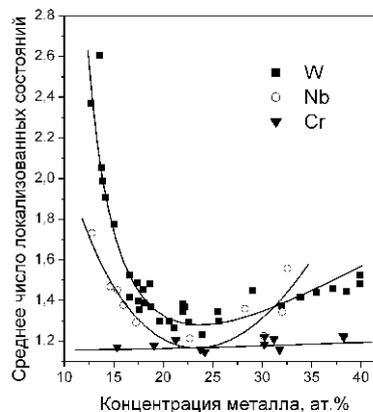


Рис.3 Зависимости среднего числа локализованных состояний в межкластерных потенциальных барьерах от концентрации металлов.

Увеличение концентрации хрома не приводит к значительному изменению размера sp^2 кластеров и величины $\langle n \rangle$. Это связано, по-видимому, с тем, что туннелирование электронов происходит через локализованные состояния на границе нанокластеров хрома, что может быть обусловлено способностью хрома образовывать сложный карбид $Cr_{23}C_6$. Образование этого карбида может блокировать рост sp^2 углеродных кластеров в Cr-углеродных нанокompозитах при увеличении концентрации хрома.

Заключение

В работе изучена проводимость в аморфных металл-углеродных нанокompозитных пленках, содержащих вольфрам, ниобий и хром. Показано, что перенос заряда в пленках металл-углеродных нанокompозитов хорошо описывается в рамках модели неупругого туннелирования электронов между кластерами металла, с участием локализованных состояний в углеродно-кремниевой матрице.

- [1] J. Robertson Mater. Sci. Eng. R. **37**, 129 (2002)
- [2] Л. И. Глазман, К. А. Матвеев, ЖТЭФ **94**. 332 (1988)

Исследование МДП-структур на основе Me/HfO₂/SiO₂/n-Si методом БЭЭМ.

М.А. Лапшина, М.А. Исаков, С.В. Тихов, Д.О. Филатов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603950.
e-mail: lapshina-marina@yandex.ru

Ю.А. Матвеев, А.В. Зенкевич

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Каширское шоссе 31, 115409, Москва.

Введение

Структуры металл-оксид-полупроводник (МОП) являются функциональной основой полевых транзисторов в цифровых интегральных схемах (ИС). В течение десятилетий повышение скорости и степени интеграции МОП ИС достигалось путём уменьшения размеров транзисторов, в частности, толщины подзатворного диэлектрика вплоть до нескольких нанометров. В настоящее время дальнейшее масштабирование элементов на основе традиционных материалов подошло в фундаментальному физическому пределу, и в качестве одного из путей дальнейшего развития МОП-устройств предложен переход к материалам с более высокой, чем у SiO₂, диэлектрической проницаемостью ϵ (т. наз. *hi-k* диэлектрики, $\epsilon = k+1$), а также к металлическим затворам вместо используемых ныне поликремниевых [1]. Наиболее перспективным *hi-k* диэлектриком считается материал на основе HfO₂ [2].

В данной работе методом баллистической электронной эмиссионной микроскопии (БЭЭМ) [3] исследованы МОП-структуры Me/HfO₂/Si(100) (Me = Au, Pt, Ni_{0,25}Si_{0,75}) с тонким (0,5 нм) промежуточным слоем SiO₂ между HfO₂ и Si, формируемым в ходе роста оксидных слоёв методом атомного послойного осаждения. Целью работы являлось экспериментальное определение методом БЭЭМ высоты потенциального барьера на границе HfO₂ с указанными материалами затворов $\Delta E = E_c(\text{HfO}_2) - E_{F\text{Me}}$, где $E_c(\text{HfO}_2)$ — край зоны проводимости в HfO₂, $E_{F\text{Me}}$ — уровень Ферми в материале электрода (рис. 1), на которую существенное влияние оказывают поверхностные состояния на границе Me/HfO₂. Эта величина, важная для физики МДП-структур, не была известна ранее. Для определения ΔE из данных БЭЭМ методом аппроксимации была построена модель для расчёта БЭЭМ спектров структур Me/HfO₂/SiO₂/n-Si, куда ΔE входит как подгоночный параметр.

Математическая модель

Расчёт БЭЭМ спектров проводился в одномерном приближении на основе теории [4]. При расчёте пренебрегали изменением направления квазиволнового вектора электронов, инжектированных в образец, в результате рассеяния в металле (базе), в диэлектрике и на границах раздела

слоёв. Расчёт БЭЭМ тока проводился на основании выражения (1), где E — энергия баллистических электронов в базе, e — элементарный заряд, S — эффективная площадь туннельного контакта зонда с поверхностью базы, V_t — напряжение между зондом и базой, μ_1 и $E_{c\text{Pt}}$ — уровень Ферми и энергия дна с-зоны в материале зонда (Pt), $l(E)$ — длина свободного пробега электрона в материале базы, $T_{\text{Pt-Me}}$ — коэффициент туннельной прозрачности контакта зонд – база, $T_D(E)$ — то же для двойного диэлектрического слоя, $A(E)$ — коэффициент лавинного умножения электронов в Si. Поставляющая функция $N_{\text{Pt}}(E, V_t)$ [5] учитывает законы сохранения энергии и импульса при туннелировании между зондом и базой.

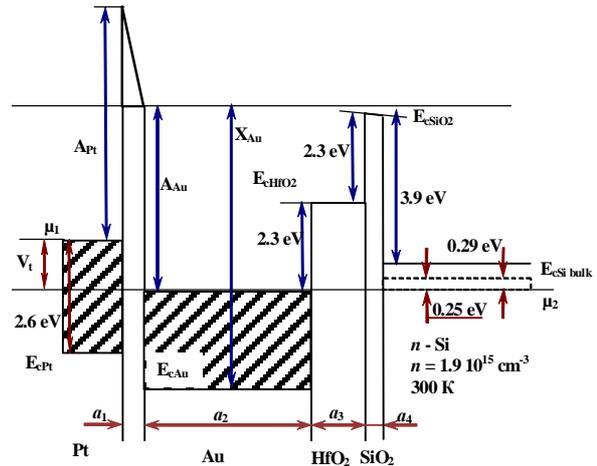


Рис. 1. Зонная диаграмма контакта Pt зонда к МДП-структуре Au/HfO₂/SiO₂/n-Si.

$T_{\text{Pt-Me}}$ рассчитывалась в квазиклассическом приближении трапецивидного барьера. Вычисление $T_D(E)$ проводилось в двух приближениях: 1) в квазиклассическом и 2) на основе точного решения одномерного уравнения Шрёдингера [6]. В качестве общего решения в слоях диэлектрика использовались функции Эйри. Параметры структур, необходимые для расчёта зонной диаграммы (плотность поверхностного заряда, изгиб зон в Si на границе с SiO₂ и т.п.) определялись C-V методом и измерением фотоЭДС насыщения.

Экспериментальная часть

Слои HfO₂ толщиной $3,0 \pm 0,5$ нм формировались методом атомного послойного осаждения

$$I_c(V_t) = \frac{eS}{2ph} \int_{eV_t - \mu_1 + E_{c\text{Pt}}}^{\infty} N_{\text{Pt}}(E, V_t) T_{\text{Pt-Au}}(E, V_t) T_D(E) \exp\left(-\frac{a_2}{l(E)}\right) A(E) dE \quad (1)$$

(АПО) на подложках n -Si(001) с концентрацией электронов $n \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. На поверхности HfO_2 методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) формировались металлические электроды из Au и Pt номинальной толщиной $d_b = 5 - 10 \text{ нм}$, а также из аморфного нестехиометрического силицида никеля $\text{Ni}_{0,25}\text{Si}_{0,75}$ с $d_b \approx 30 \text{ нм}$.

Исследования БЭЭМ проводились в атмосферных условиях при помощи оригинальной установки на базе СЗМ Solver Pro производства NT MDT (Зеленоград, Россия). СТМ зонды изготавливались из Pt проволоки путём срезания.

Результаты и обсуждение

Сравнение результатов моделирования с экспериментом показало, что, несмотря на вышеуказанные упрощения, модель, использующая квазиклассическое приближение для вычисления $T_D(E)$, удовлетворительно описывает форму БЭЭМ спектров в области $eV_i < \Delta E$. В спектрах БЭЭМ структур $\text{Au}/\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/n\text{-Si}(100)$ были идентифицированы пороги, соответствующие высоте поверхностного барьера на границе раздела Si/SiO_2 j_s , определённой из измерений $C-V$ характеристик и фотоЭДС насыщения. Кроме того, в спектрах БЭЭМ наблюдались пороги, связанные с процессом лавинного умножения в Si, а также соответствующие краям зоны проводимости HfO_2 и SiO_2 . Значения пороговых напряжений зависят от материала электрода и коррелируют со значениями j_s . Значения ΔE , определённые из БЭЭМ спектров, приведены в таблице 1.

Таблица 1. Значения ΔE , определённые из БЭЭМ спектров

Материал электрода	E , эВ
Au	$2,25 \pm 0,09$
Pt	$3,2 \pm 0,2$
$\text{Ni}_{0,25}\text{Si}_{0,75}$	$1,55 \pm 0,1$

В БЭЭМ спектрах структур $\text{Au}/\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ при $V_i > 2 \text{ В}$ проявляются осцилляции тока. Подобные особенности наблюдались в БЭЭМ спектрах МДП структур $\text{Au}/\text{SiO}_2/\text{Si}$ в области $E > E_c(\text{SiO}_2)$ [7] и были связаны с интерференцией электронных волн при надбарьерном туннелировании через слой SiO_2 . В нашем случае осцилляции могут быть связаны с туннелированием через двойной диэлектрический слой. Данный эффект не может быть учтён в квазиклассическом приближении, поэтому для моделирования наблюдаемого эффекта были проведены точные квантовомеханические расчёты $T_D(E)$ на основе решения одномерного уравнения Шрёдингера. Из рис.2 видно, что общий характер модельного спектра согласуется с экспериментальным. Методом подгонки были уточнены значения толщин диэлектрических слоёв в исследованной структуре.

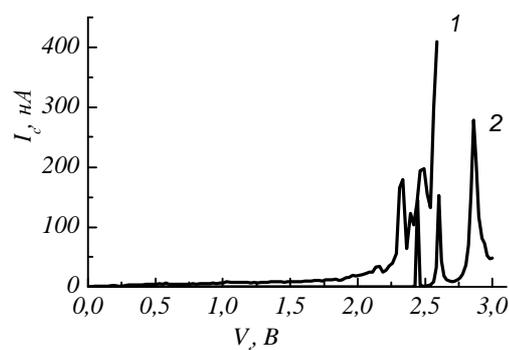


Рис. 2. Экспериментальный (1) и расчётный (2) БЭЭМ спектры МДП структуры $\text{Au}/\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ для случая фиксированного расстояния зонд-база.

Заключение

В данной работе впервые проведены исследования МОП-структур с двойным сверхтонким диэлектрическим слоем $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ и различными металлическими электродами (Au, Pt, $\text{Ni}_{0,25}\text{Si}_{0,75}$) методом БЭЭМ. БЭЭМ спектры исследованных структур имели множественные пороги, форма спектров вблизи порога при низких напряжениях удовлетворительно описывается квазиклассической моделью. В спектрах исследованных структур идентифицированы пороги, соответствующие краю зоны проводимости Si, краю щели подвижности HfO_2 и Si HfO_2 , а также связанные с процессами лавинного умножения электронов в Si. Определены значения разности энергий между краем щели подвижности в HfO_2 и уровнем Ферми в материале электрода.

В БЭЭМ спектрах МОП структур $\text{Au}/\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ наблюдались осцилляции, связанные с интерференцией электронных волн при туннелировании баллистических электронов через двойной диэлектрический слой $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2012 гг.» 2007-3-1.3-25-02-081.

- [1] Design for Manufacturability and Yield for Nano-Scale CMOS. Ed. by C. C. Chiang, J. Kawa. Springer, 2006.
- [2] G.D. Wilk, R.M. Wallace, J.M. Anthony, J. Appl. Phys. **89**, 5243 (2001).
- [3] V. Narayanamurti, M. Kozhevnikov, Phys. Rep. **349**, 447 (2001).
- [4] D.L. Smith, M. Kozhevnikov, E.Y. Lee, V. Narayanamurti. Phys. Rev. B. **61**, 13914 (2000).
- [5] L. Esaki, P.J. Stiles, Phys. Rev. Lett. **16**, 1108 (1966).
- [6] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. Теоретическая физика в 8 т., Т. 3. Квантовая механика: нерелятивистская теория. М.: Наука, 1989. 768 с.
- [7] R. Ludeke, E. Cartier, A. Schenk, Appl. Phys. Lett. **75**, 1407 (1999).

Неабсорбционная интроскопия на синхротронном излучении.

Д.К. Погорелый

РНИЦ «Курчатовский институт», пл.ак. Курчатова, 1, Москва, 123182
e-mail: pogodi@kcsr.kiae.ru**Введение**

Несмотря на то, что метод рентгеновской интроскопии широко применяется в различных областях науки уже более 100 лет, развитие его происходило только за счет совершенствования аппаратуры, сам принцип получения изображения внутреннего строения объектов оставался одним и тем же – поглощение (абсорбция) рентгеновских лучей в исследуемом объекте. В последнее время активно развиваются исследования, связанные с применением методов рефракционной [1-6] и фазоконтрастной [7,8] рентгеновской интроскопии. Эти методы используют для формирования изображения не только поглощение рентгеновских лучей, но и их преломление на внутренних границах раздела, что приводит к значительному росту чувствительности при обнаружении мелких деталей. Однако эти методы в полной мере могут быть осуществлены лишь на самых совершенных источниках рентгеновского излучения – источниках синхротронного излучения (СИ). Недавно вошел в строй Курчатовский источник СИ – первый в России специализированный центр, предназначенный для исследований в области рентгеновского излучения с энергией до 30 - 40 кэВ. КИСИ по своим характеристикам относится к источникам второго поколения: энергия электронов в накопителе составляет 2,5 ГэВ, периметр кольца накопителя 124 метра. Одним из направлений научных исследований, проводимых на КИСИ является развитие различных методов неабсорбционной рентгеновской интроскопии.

Методы неабсорбционной интроскопии**1. Рефракционная интроскопия**

Метод рефракционной интроскопии состоит в следующем. Рентгеновские лучи, проходящие через объект со сложным внутренним строением, преломляются на границах раздела фаз, причем для жесткого излучения средние углы отклонения составляют доли угловых секунд, поэтому при обычной съемке это преломление не оказывает влияния на формирование контраста изображения. При использовании же рентгенооптической схемы с угловым разрешением на уровне долей угловой секунды преломление лучей в объекте оказывает существенное влияние на формирование изображения объекта прошедшим через него пучком. Такой

рентгенооптической схемой является двухкристальный спектрометр на совершенных кристаллах, в котором первый кристалл формирует коллимированный пучок, а второй кристалл является угловым анализатором. При высоком совершенстве кристаллов угловое разрешение двухкристального спектрометра определяется динамической дифракцией рентгеновских лучей и может составлять величину порядка долей угловой секунды.

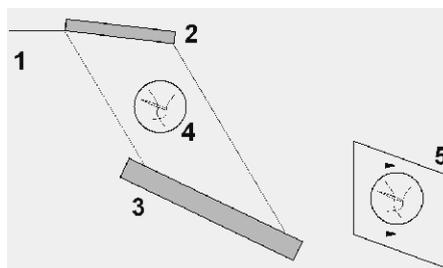


Рис.1. Схема эксперимента по рефракционной интроскопии на КИСИ: 1- падающий белый пучок СИ, 2,3 – кристаллы, 4- исследуемый объект, 5- детектор.

Схема эксперимента по представлена на рис. 1. В качестве первого кристалла использована пластина кремния с ориентацией поверхности (100). Пучок отражается плоскостями (511), имеющими угол с поверхностью 16° . Брэгговский угол равен 20° , что соответствует длине волны $0,071$ нм и $E=17,4$ кэВ, степень асимметрии $b=8,6$. Использование асимметричной геометрии дифракции позволяет получить пучок большого поперечного сечения, в нашем случае максимальный размер составляет около 9×3 см и определяется размерами кристаллов. В качестве второго кристалла использована пластина кремния с ориентацией (111) и симметричным брэгговским отражением (333), бездисперсионным по отношению к отражению первого кристалла. Функция разрешения двухкристального спектрометра представляет собой свертку дифракционных кривых первого и второго кристаллов, ее ширина определяется дарвиновской шириной отражения и имеет вид колоколообразной кривой с шириной на половине ее высоты $0,6''$. Для визуализации изображений используется двумерный позиционно-чувствительный детектор на базе ПЗС-матрицы.

Этот метод имеет высокую чувствительность к включениям, мало

отличающимся по плотности от окружающей ткани, что делает его весьма перспективным для ранней диагностики онкологических заболеваний и других медико-биологических применений, что было продемонстрировано рядом экспериментов. Например, с помощью этого метода совместно с ЦИТО им. Приорова проводилась экспериментальная работа на животных по изучению динамики перестройки аллотрансплантата и способности деминерализованного аллотрансплантата влиять на процесс репарации. В средней трети большеберцовой кости крыс производился дефект размером 1 см, который в последующем замещался аллотрансплантатом (донорской костной тканью) разной степени деминерализации.



Рис.2 Рефракционные и абсорбционные изображения двух фрагментов задних конечностей крыс с аллотрансплантатами различной степени приживаемости.

Как видно из рис.2, изображения с рефракционным контрастом обладают большей информативностью по сравнению с абсорбционными.

2. Фазоконтрастная интроскопия

На рис. 3. схематически представлено взаимодействие плоской волны со слабопоглощающим объектом.

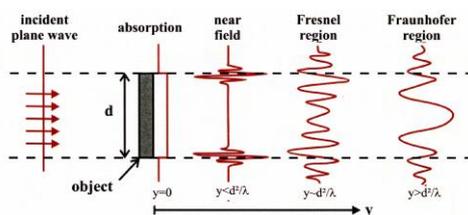


Рис.3. Схема изменения фазы плоской волны после взаимодействия с объектом.

Метод фазоконтрастной интроскопии основан на том факте, что в области ближнего поля (см. рис.3) возможно наблюдение изменения фазы падающего пучка, т.е. возможно наблюдение очень слабопоглощающих объектов. Однако для таких экспериментов необходимо иметь

двумерный позиционно-чувствительный детектор с высоким пространственным разрешением ввиду того, что ширина области контраста достаточно мала и пучок излучения достаточного качества.

Схема эксперимента по фазоконтрастной интроскопии на монохроматическом пучке СИ приведена на рис.4.

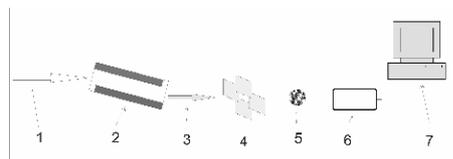


Рис.4. Схема эксперимента по фазовой интроскопии на монохроматическом пучке. 1- белый пучок СИ, 2- монохроматор, 3- монохроматизированный пучок, 4- блок щелей, 5 - исследуемый объект, 6- двумерный высокоразрешающий детектор, 7 - ПК

Примеры фазоконтрастных изображений приведены на рис.5. и рис.6

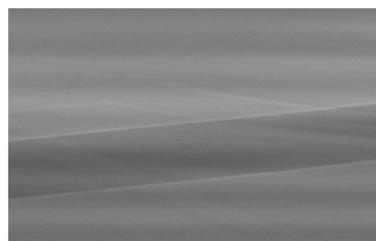


Рис 5. Фазоконтрастное изображение лески диаметром 0,5 мм. Отчетливо видна первая осцилляция интенсивности - светлая кайма на границе лески.

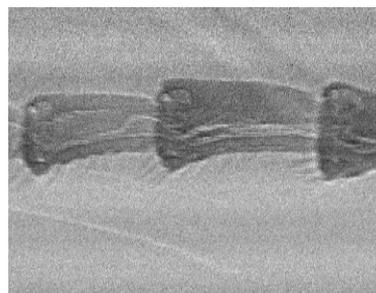


Рис 6. Фазоконтрастное изображение середины лапки жука.

Оба снимка сделаны при энергии излучения 9 кэВ. Хорошо видна чувствительность метода к очень маленьким деталям, однако недостатком его является малая светосила - время экспозиции этих снимков составляло 30 сек.

Однако проведенные нами оценки с учетом параметров источника СИ показали,

что на источниках второго поколения возможно наблюдение лишь первой осцилляции интенсивности, откуда следует что высокая степень монохроматизации (двухкристальный монохроматор обеспечивает ее на уровне $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-3}$) является избыточной и даже вредной из-за уменьшения интенсивности падающего пучка. Таким образом, возможно наблюдение фазового контраста на частично монохроматизированном пучке, что позволяет сократить экспозицию.

Получить частично монохроматизированный пучок (так называемый «розовый» пучок) возможно, например, путем снижения энергии пучка электронов в накопителе с 2,5 ГэВ до 1,6 ГэВ.

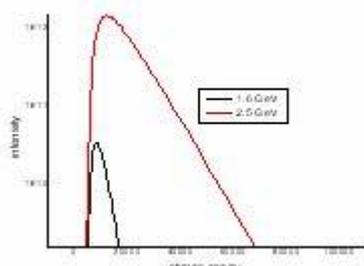


Рис. 7. Расчетные спектры излучения КИСИ при энергии электронов 2,5 ГэВ и 1,6 ГэВ. Видно, что при уменьшении энергии до 1,6 ГэВ спектр СИ имеет распределение с выраженным максимумом при энергии около 13 кэВ и шириной на половине высоты около 5 кэВ.

По оценкам, интенсивность такого «розового» пучка на два порядка выше, чем полностью монохроматизированного пучка, соответственно во столько же раз меньше время экспозиции.

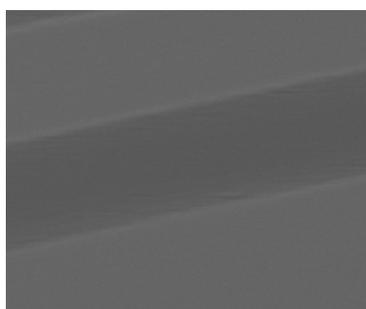


Рис 8. Фазоконтрастное изображение лески диаметром 0,5 мм в «розовом» пучке.

Как видно из рис.8. также отчетливо видна первая осцилляция интенсивности как и на рис.5, однако время экспозиции в данном эксперименте составило 100 мс.

Такие времена экспозиции делают возможным наблюдение за различными

процессами в режиме реального времени – то есть съемку фазоконтрастного «кино».

Был проведен пробный эксперимент по фазоконтрастной интроскопии живого насекомого – жука *Pyrrhocoris apterus*

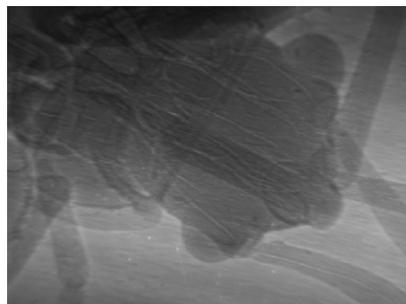


Рис.9. Кадр из фазоконтрастного видеофильма – голова жука *Pyrrhocoris apterus*. Время экспозиции 100 мс.

Выводы

На Курчатовском источнике СИ развиты различные методы неабсорбционной интроскопии, в частности рефракционные и фазоконтрастные методы. В частности in-line фазоконтрастная радиография с помощью которой возможно наблюдение за различными процессами (например биологическими) в режиме реального времени.

Литература

1. К.М.Подурец, В.А.Соменков, С.Ш.Шильштейн //ЖТФ 1989. Т. 58. №6. С.115
2. В.А.Соменков, А.К.Ткалич, С.Ш.Шильштейн //ЖТФ 1991. Т.60. №11. С.197.
3. С.Ш.Шильштейн, В.А.Соменков, А.А.Манушкин, К.М.Подурец //Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 1996. №3-4, С.231.
4. К.М.Подурец, В.А.Соменков, С.Ш.Шильштейн, ЖТФ 1989. Т. 58. №6. с.115.
5. А.А.Манушкин, В.Г.Недорезов, Д.К.Погорельый, К.М.Подурец, В.А.Соменков, С.А.Щетинкин, Медицинская физика 2005 №3 с.34
6. A.A. Manushkin, D.K. Pogoreliy, K.M. Podurets, A.A. Vazina, T.S. Lagoda, V.A. Somenkov, , Nuclear instruments and methods in physics research A, vol. 575, pp 225-227, 2007
7. T.J.Davis, D.Gao, T.E.Gureyev, W.Stevenson, S.W.Wilkins //Nature 1996. V.384. P.335.
8. A.Snigirev, I.Snigireva, V.G.Kohn and I.Schelokov, //Rev.Sci.Instr. 1995 V.66 P.5486.

Управление спин-орбитальным расщеплением с помощью электрического смещения в n-i-n двойных GaAs/AlGaAs квантовых ямах.

А. В. Ларионов¹, Л. Е. Голуб²

¹ Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

² А.Ф. Иоффе Физико-технический институт РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

Аннотация

В работе исследована когерентная электронная спиновая динамика в n-i-n GaAs/AlGaAs двойных туннельно связанных квантовых ямах. Время электронной спиновой дефазировки измерялось при резонансном возбуждении 1sHH внутриямного экситона, с помощью методики время-разрешенного магнито-оптического эффекта вращения Керра как функция внешнего электрического напряжения. Была обнаружена сильная анизотропия электронной спиновой релаксации. Эта анизотропия обусловлена интерференцией двух разных вкладов в спин-орбитальное расщепление - инверсной объемной асимметрией и структурной инверсной асимметрией, и изменяется внешним электрическим смещением. Был выполнен теоретический анализ найденной анизотропии электронной спиновой релаксации.

Введение.

Важным моментом с точки зрения спинтроники является управление спиновыми степенями свободы с помощью внешнего электрического поля. Особый интерес как с фундаментальной так и прикладной физики представляет собой спин-орбитальное расщепление вызванное отсутствием центром инверсии в исследуемых полупроводниковых кристаллах. В низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах основными причинами отсутствия центра инверсии являются: объемная инверсная асимметрия (Bulk Inversion Asymmetry, BIA) и структурная инверсная асимметрия (Structure Inversion Asymmetry, SIA). Новые интересные эффекты в спиновой динамике электронов возникают, когда присутствуют оба эти вклада.

Двойные туннельно связанные квантовые ямы (ДКЯ) представляют особый интерес в широком классе низкоразмерных гетероструктур благодаря возможности пространственного разделения электронов и дырок в соседние квантовые ямы.

Электрическое поле в таких структурах не создает дополнительной концентрации носителей, но сильно влияет на SIA и BIA. Это позволяет напрямую управлять спин-орбитальным расщеплением даже в нелегированных структурах.

Нами продемонстрировано, что с помощью измерения времени спиновой релаксации можно контролировать спин-орбитальное расщепление в n-i-n GaAs/AlGaAs ДКЯ внешним электрическим смещением.

1 Экспериментальные данные.

Исследуемая ДКЯ состоит из двух GaAs КЯ (шириной $\approx 120 \text{ \AA}$) разделенных узким (4 монослоя) AlAs барьером. ДКЯ отделены от Si-легированных (10^{18} см^{-3}) областей структуры $0.15 \mu \text{ Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ барьерами. Верхняя часть структуры покрыта 100 \AA слоем GaAs.

Время электронной спиновой дефазировки измерялось с помощью методики время-

разрешенного магнито-оптического эффекта вращения Керра (TRKR) с использованием фемтосекундного титан-сапфирового лазера (Tsunami). Исследуемый образец помещался в оптический криостат с соленоидом при температуре $\approx 2\text{K}$. Энергия накачивающего и зондирующего лазерных пучков была одинаковой и равной энергии излучательной рекомбинации $1s\text{HH}$ -экситона в ДКЯ.

Набор время-разрешенных квантовых биений в ДКЯ представлен на рис.1а и детектировался в магнитном поле 1T (геометрия Фойгта) при разном приложенном электрическом смещении. Наблюдаемые периодические осцилляции возникают вследствие Ларморовской прецессии когерентно выстроенных электронных спинов вокруг внешнего магнитного поля. Экспериментальные данные могут быть экстраполированы осциллирующей моноэкспонентой с частотой биений Ω и временем затухания T :

$$I = I_0 \exp(-t/T) \cos \Omega t, \quad (1)$$

где $\Omega = \mu_B g_e B / \hbar$, g_e - g -фактор в плоскости КЯ. Время затухания есть сумма времен рекомбинации и спиновой дефазировки: $1/T = 1/\tau_S + 1/\tau_0$. Зависимость времени спиновой дефазировки τ_S и времени излучательной рекомбинации τ_0 от приложенного смещения при указанной экстраполяции показана на рис1.b.

Как уже было экспериментально показано [2] двумерные GaAs гетероструктуры дают хорошую возможность для изучения анизотропии спиновой релаксации. Нами предложено использовать ДКЯ с приложенным смещением для плавного изменения анизотропии спиновой релаксации. Для этих исследований необходимо вращать образец с высокой точностью вокруг направления внешнего магнитного поля.

Рис. 2а демонстрирует времена спиновой дефазировки τ_S измеренные при различных углах между направлением магнитного поля и осью $[110]$ в полярных координатах для двух приложенных смещений. Экспериментально измерены углы от 0 до 90° (черные кружки). Польные кружки получены при экстраполяции в другие квадранты. Видно, что приложение электрического смещения к ДКЯ позволяет плавно изменять анизотропию спиновой релаксации.

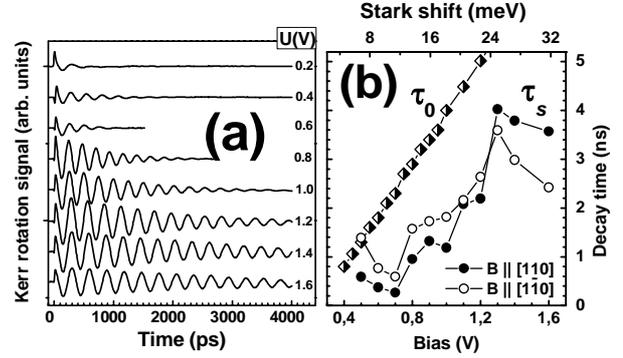


Рис. 1: (а) Сигнал Керровского вращения как функция приложенного смещения. Экспериментальные кривые получены при $T \approx 2\text{K}$ и плотности фотовозбуждения $P \approx 2 \times 10^3\text{ Вт/см}^2$. (б) Времена спиновой дефазировки τ_S (круглые символы) и излучательной рекомбинации τ_0 как функция приложенного напряжения при двух ориентациях магнитного поля относительно кристаллографического направления (110) . Показанный Штарковский сдвиг соответствует сдвигу линии фотолюминесценции межъямного экситона.

2 Теоретическое описание электронной спиновой анизотропии.

Для механизма спиновой релаксации Дьяконова-Переля существует следующее выражение для темпа спиновой релаксации [1]:

$$\frac{1}{\tau_z} = C(\alpha^2 + \beta^2), \quad \frac{1}{\tau_{x,y}} = \frac{C}{2}(\alpha \pm \beta)^2. \quad (2)$$

Здесь времена $\tau_{x,y,z}$ времена спиновой релаксации вдоль $x \parallel [110]$, $y \parallel [1\bar{1}0]$, и $z \parallel [001]$, α и β - электронные константы Рашбы и Дрессельхауза, соответственно, которые определяют спиновые расщепления свободных экситонов, и C - константа.

Электронная спиновая динамика в присутствии внешнего магнитного поля и анизотропной спиновой релаксации описывается уравнением:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + S \times \Omega + \hat{\Gamma} S + \frac{S}{\tau_0} = 0. \quad (3)$$

Здесь S - электронная спиновая плотность, Ω

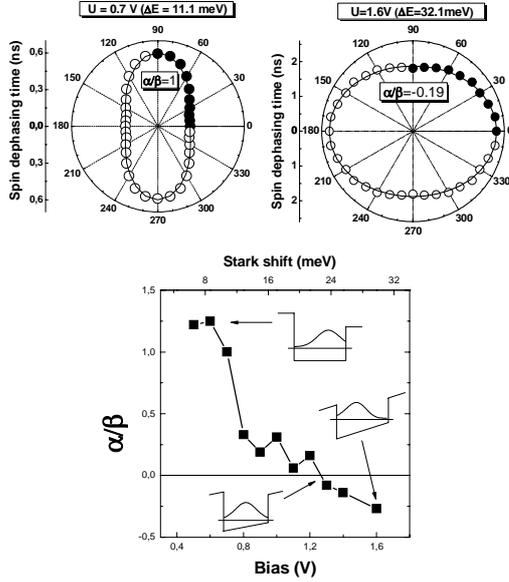


Рис. 2: (а) Времена спиновой дефазировки τ_s измеренные при различных углах между направлением магнитного поля и осью $[110]$. Кружки показывают экспериментальные значения, сплошные линии - теоретическая подгонка. (б) Отношение констант Рашбы и Дрессельхауза α/β как функция приложенного электрического смещения.

вектор Ларморовской частоты, и $\hat{\Gamma}$ тензор темпа спиновой релаксации. Решение, соответствующее нашим экспериментальным условиям дается выражением:

$$S_z(t) = A \exp(-t/\tau_0 - t/\tau_s) \cos(\Omega t + \varphi), \quad (4)$$

При достаточно большом значении магнитного поля: $\Omega\tau_{x,y,z} \gg 1$ можно получить аналитическое выражение для времени спиновой дефазировки τ_s :

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_z} + \frac{\sin^2 \theta}{\tau_x} + \frac{\cos^2 \theta}{\tau_y} \right), \quad (5)$$

где θ угол между магнитным полем B и осью $x \parallel [1\bar{1}0]$.

3 Обсуждения результатов.

В наших экспериментах квантовые биения хорошо разрешены (рис. 1). Это означает, что условие $\Omega\tau_{x,y,z} \gg 1$ выполнено в нашем эксперименте, и мы можем использовать уравнение Eq. (5) для описания экспериментальной угловой зависимости времени спиновой дефазировки:

$$\tau_s(\theta) = \frac{D}{1 + b \cos 2\theta}. \quad (6)$$

где D и b - подгоночные параметры ($b < 1/3$). Результаты такой экстраполяции показаны на рис. 2а сплошными линиями. Можно видеть хорошее согласие эксперимента и теории.

Полученное количественное описание анизотропии спиновой релаксации позволяет определить отношение SIA и VIA вкладов в спино-орбитальное расщепление. Для механизма спиновой релаксации Дьяконова-Переля подгоночный параметр b в уравнении Eq. (6) определяется отношением констант Рашбы и Дрессельхауза:

$$\left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^{\pm 1} = \frac{3b}{1 + \sqrt{1 - (3b)^2}}. \quad (7)$$

Мы использовали это выражение для определения отношения α/β (рис. 2б). Видно сильное изменение этого параметра от приложенного электрического смещения.

Экспериментально наблюдаемая анизотропия электронной спиновой релаксации однозначно указывает на вариацию отношения констант Рашбы и Дрессельхауза с помощью внешнего приложенного смещения. Сильная вариация этого отношения и изменение знака может быть связано только с постоянной Рашбы. Обнуление этого отношения (отсутствие анизотропии спиновой релаксации) соответствует подавлению SIA внешним электрическим полем.

Таким образом, нами обнаружена анизотропия электронной спиновой релаксации в p-i-n GaAs/AlGaAs ДКЯ. Анизотропия изучена с помощью методики время-разрешенного магнито-оптического эффекта вращения Керра в магнитных полях, различно ориентированных в плоскости исследуемой гетероструктуры. Анизотропия вызвана интерференцией

вкладов SIA и VIA в спин-орбитальное расщепление посредством механизма спиновой релаксации Дьяконова-Переля. Продемонстрировано, что SIA изменяется внешним электрическим смещением вследствие эффекта Рашбы. Показано, что спин-орбитальное расщепление в n-i-n GaAs/AlGaAs ДКЯ может управляться внешним электрическим смещением.

Список литературы

- [1] N.S. Averkiev, L.E. Golub and M. Willander, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, R271 (2002).
- [2] N.S. Averkiev, L.E. Golub, A.S. Gurevich et al., *Phys. Rev. B* **74**, 033305 (2006).

Простой способ определения длины пространственной когерентности излучения по данным рентгеновской *in-line* голографии

А.Г. Шабалин, В.А.Бушуев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Ленинские горы, МГУ, Москва, 119992
e-mail: vabushuev@vandex.ru

Введение

Пространственная когерентность рентгеновского и синхротронного излучения (СИ) в плоскости изучаемого объекта является основным фактором, который влияет на контраст дифракционного, рефлектометрического или голографического изображения в плоскости детектора [1-4]. Для надежной интерпретации экспериментов необходимо, как минимум, уметь экспериментально определять поперечную длину пространственной когерентности (ДПК) в рентгеновском пучке.

Один из наиболее информативных методов исследования когерентных свойств излучения заключается в анализе френелевской интерференционной картины при дифракции излучения на щели или на круглой нити [1-3] (см. схему на рис. 1). В работах [2, 3] были получены приближенные аналитические выражения, которые связывают контраст изображения нити в области $|x| > 1.5r_0$ с величиной ДПК, где x – координата на детекторе, r_0 – радиус нити.

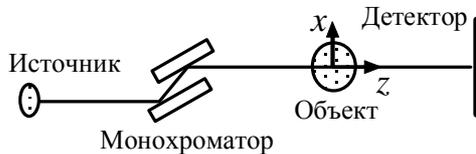


Рис. 1. Схема эксперимента по наблюдению *in-line* голографического изображения объекта.

В настоящей работе мы предлагаем более простой и надежный метод измерения ДПК по данным измеряемой интенсивности $I(x)$ в методе рентгеновской осевой (*in-line*) голографии. В качестве объекта лучше всего использовать гладкую нить (проволочку) из известного материала с известным диаметром. Такой объект является более удобным по сравнению с классическим объектом в виде щели, так как диаметр нити измерить более просто, чем ширину щели. Кроме того, в случае использования щели возникают проблемы с учетом конечной толщины боковых стенок щели и степени шероховатостей и параллельности ее краев.

Влияние пространственной когерентности на интерференционную картину

Рассмотрим простейший случай, когда на объект падает плоская однородная случайная волна $E_0(x, z) = A_0(x)\exp(ik_0z)$, где комплексная амплитуда $A_0(x)$ зависит случайным образом только от поперечной координаты x , $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ

– длина волны.

Введем поперечную функцию пространственной когерентности (ФПК)

$$\Gamma_0(\rho) = \langle A_0(x)A_0^*(x + \rho) \rangle / I_0, \quad (1)$$

где $I_0 = \langle |A_0(x)|^2 \rangle$ – интенсивность волны, а угловые скобки означают усреднение за достаточно большой промежуток времени по сравнению с характерным временем флуктуаций поля.

В дальнейшем будет считаться, что ФПК (1) падающей на объект плоской случайной волны имеет вид функции Гаусса $\Gamma_0(\rho) = \exp[-(\rho/\rho_0)^2]$, где ρ_0 – поперечная длина пространственной когерентности.

Амплитуда поля в точке (x, z) определяется интегралом Кирхгофа

$$A(x, z) = \int A_0(\xi)F(\xi)G(x - \xi, z)d\xi, \quad (2)$$

где пропатор (функция Грина) свободного пространства

$$G(x - \xi, z) = (i\lambda z)^{-1/2} \exp[i\pi(x - \xi)^2/\lambda z]. \quad (3)$$

Функция $F(x) = \exp[i\varphi(x)]$ в (2) описывает изменение фазы и амплитуды волны при прохождении объекта с комплексным показателем преломления $n(x, z) = 1 - \delta + i\sigma$, где

$$\varphi(x) = k_0 \int [n(x, z) - 1] dz. \quad (4)$$

С учетом (1) и (2) получим следующее выражение для расчета интенсивности интерференционной картины в плоскости детектора z :

$$I(x, z) = \langle |A(x, z)|^2 \rangle = I_0 \int d\xi F(\xi)G(x - \xi) \times \int d\xi' \Gamma_0(\xi - \xi')F^*(\xi')G^*(x - \xi'). \quad (5)$$

На рис. 2 изображены типичные голографические изображения $I(x)$ нити при различных значениях ДПК ρ_0 . Расчеты проводились для излучения с длиной волны $\lambda = 0.71 \text{ \AA}$ ($E = 17.48 \text{ кэВ}$). Объектом являлась алюминиевая проволочка, для которой $\delta = 1.78 \times 10^{-6}$, $\sigma = 7 \times 10^{-9}$ (коэффициент поглощения $\mu = 12.4 \text{ см}^{-1}$). Видно, что при уменьшении ДПК резкие и частые максимумы сглаживаются, постепенно превращаясь в плавную изогнутую линию.

Важно отметить, что при увеличении радиуса нити r_0 и (или) декремента преломления δ из-за увеличения величины набега фазы количество осцилляций на изображении растет, а расстояния между ними уменьшаются (равно как и при уменьшении расстояния z). Это предъявляет повышенные требования к величине Δx_d пространственного разрешения детектора. Ясно, что величина Δx_d должна быть много меньше

ширины первых нескольких наиболее сильных максимумов слева и справа от краев нити.

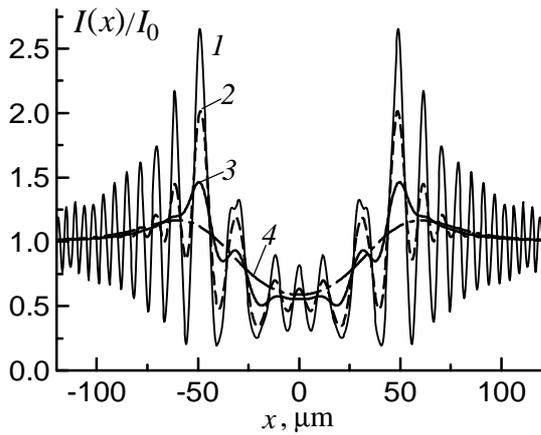


Рис. 2. Изображения проволоочки Al с радиусом $r_0 = 30 \mu\text{m}$ на расстоянии $z = 5 \text{ м}$ в зависимости от ДПК ρ_0 : 1 – полностью когерентная волна ($\rho_0 \rightarrow \infty$), 2 – $30 \mu\text{m}$, 3 – $15 \mu\text{m}$, 4 – $5 \mu\text{m}$.

Процедура нахождения ДПК по экспериментальным данным

Так как интенсивность голографического изображения нити $I(x, z)$ определяется весьма сложным интегральным выражением (5), то это крайне затрудняет получение простого и достаточно точного аналитического выражения для ДПК ρ_0 как функции измеряемого контраста $C = (I_{\text{max}} - I_0)/I_0$. В связи с этим мы предлагаем следующую простую процедуру численного определения ДПК ρ_0 по экспериментальным кривым интенсивности изображения $I(x, z)$.

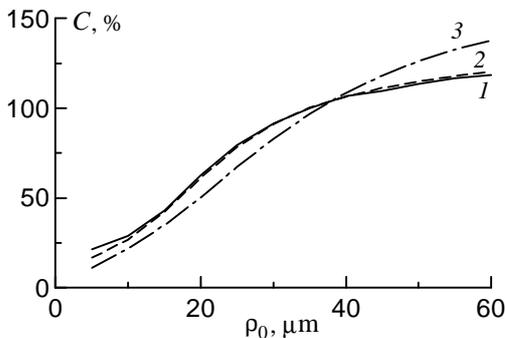


Рис. 3. Зависимость контраста Al нити от ДПК ρ_0 при различных расстояниях z : 1 – 3 м, 2 – 5 м, 3 – 10 м. Разрешение $\Delta x_d = 0.8 \mu\text{m}$ [2].

Вначале для заданного набора параметров (длина волны λ , радиус нити r_0 , параметры δ и σ материала нити, расстояние z от нити до детектора) вычисляется серия кривых распределения интенсивности $I(x, z)$ при различных ДПК ρ_0 в каком-либо интервале. Каждая кривая сглаживается с учетом аппаратной функции координатного детектора с известным пространственным разрешением. Затем строится график $C(\rho_0)$ зависимости контраста от ДПК (см. рис. 3, 4) и сравнивается с измеренным значением контраста

C_{exp} . И, наконец, искомая величина ρ_0 определяется графически из условия $C_{\text{exp}} = C(\rho_0)$ (см. пример на рис. 4).

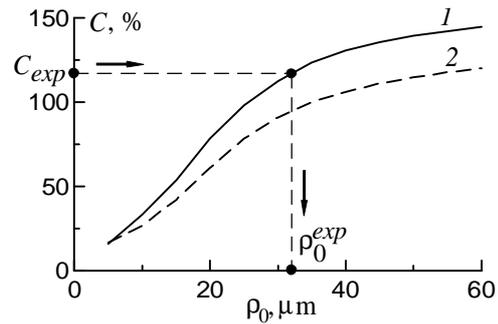


Рис. 4. Зависимость контраста Al нити от ДПК при различных радиусах нити: $r_0 = 25 \mu\text{m}$ (кривая 1), $r_0 = 50 \mu\text{m}$ (кривая 2); $z = 5 \text{ м}$.

Мы предлагаем также следующие рекомендации по оптимальному выбору параметров. Для увеличения расстояния между максимумами френелевских осцилляций необходимо нить делать из легкого материала (капрон, пластмасса, В, Al и т.п.), расстояние z должно составлять 5-10 метров. Для увеличения чувствительности радиус нити следует подбирать на уровне $r_0 \sim (2-3)\rho_0$. Поэтому эксперимент необходимо проводить с нитями разных диаметров и использовать линейный участок функции $C(\rho_0)$. Измерения при нескольких различных длинах волн позволит определить зависимость ДПК $\rho_0(E)$ от энергии квантов. Так, например, ДПК пучка СИ ESRF на линии ID 22 $\rho_0(17 \text{ keV}) \sim 40 \mu\text{m}$ [2]. Численное моделирование прямых и обратных задач при большом числе различных параметров показало надежность и экспрессность предлагаемого метода определения ДПК.

В настоящее время проводится работа по учету влияния монохроматоров в канале СИ на функцию пространственной когерентности с целью определения ДПК и размера пучка СИ непосредственно на выходе из ондулятора.

Полученные результаты имеют важное значение для корректного определения ДПК рентгеновского излучения на основе анализа данных по наблюдению интерференционных изображения нитей и проволочек.

Автор признателен И.В. Кожевникову за полезные обсуждения темы. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 06-02-17249, № 07-02-00324) и ISTC (Project No. 3124).

- [1] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn *et al.* Rev. Sci. Instrum. **66**, 5486 (1995).
- [2] V. Kohn, I. Snigireva, A. Snigirev. Phys. Rev. Lett. **85**, 2745 (2000).
- [3] V. Kohn, I. Snigireva, A. Snigirev. Optics Commun. **198**, 293 (2001).
- [4] I.A. Vartanyants, I.K. Robinson, I. McNulty *et al.* J. Synchrotron Rad. **14**, 453 (2007).

Исследование возможности повышения разрешающей способности рентгеновских изображений

А.С. Маркелов, В.Н. Трушин, Е.В. Чупрунов.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, г.Н.Новгород, 603950.

e-mail: trushin@phys.unn.ru

В работах [1,2] была показана возможность формирования пространственно неоднородных по интенсивности рентгеновских пучков (рентгеновских изображений), формирующихся за счет локального рассогласования брэгговских отражений, вызванных неоднородными температурными деформациями, распределение которых функционально связано с пространственной структурой проецируемого на поверхность кристалла оптического изображения. К числу недостатков данного способа формирования рентгеновских изображений (РИ) относится их малая разрешающая способность (РС), которая определяется теплопроводностью кристаллов. Как показали расчеты [3], для кристалла KN_2PO_4 (KDP) при толщине от 20 до 2 мм, с коэффициентом теплопроводности (КТ) $\chi_{\text{кр}} = 1,256 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$ и тепловых потоков порядка 2000 Вт/м^2 , РС составляла около 3 пар линий на миллиметр (п.л./мм), что подтверждается экспериментально. При уменьшении толщины кристаллов (менее 2 мм) РС РИ растет, но ее уменьшение может привести к увеличению температурного градиента по толщине кристалла, и, соответственно, к неконтролируемой деформации всей поверхности кристалла. Некоторое увеличение РС РИ можно достичь за счет увеличения плотности теплового (светового) потока, однако в этом случае также возрастает влияние температурных градиентов, ухудшающих функциональное соответствие между тепловым потоком и РИ.

В данной работе на основе результатов моделирования исследуется возможность повышения РС РИ получаемых от кристаллов, поверхность которых представляет сетку из колончатых структур (КС), которую можно получить травлением, с использованием методов фото и рентгенолитографии.

Поверхность такой структуры можно представить в виде матрицы, светоприёмника, состоящего из «пикселей-колонок» с нанесенным на них поглощающим свет покрытием, на которое проецируется оптическое изображение. Оптическое изображение формирует в КС тепловое поле (ТП), структура которого функционально связано с оптическим изображением. В результате образуется неоднородный тепловой поток Q , направленный от поверхности КС к ее основанию. Для обеспечения стационарности ТП на поверхности КС, температура основания поддерживается постоянной с помощью термостата. По аналогии

с тем, что при попадании квантов света на пиксель матрицы с зарядовой связью (ПЗС – матрицы) в нём образуется заряд, величина которого пропорциональна числу упавших квантов, в случае КС повышается температура «пикселя-колонки» изменяющая параметры решетки кристалла. Считываемая информация с поверхности такой «матрицы» содержится в дифрагированном пучке, в виде пространственно модулированного по интенсивности рентгеновского излучения.

Проведенные расчеты указывают на возможность увеличения контраста и разрешающей способности РИ при использовании КС в качестве дифракционной среды. Это достигается за счет увеличения минимальной температуры (ΔT_{min}) между освещаемыми и не освещаемыми световым (тепловым) потоком элементами КС структур, а также локализацией температуры в области воздействия. Поскольку теплообмен между элементами КС происходит через их основание и пространство между колонками, можно уменьшить за счет увеличения высоты КС и уменьшения толщины ее основания, а также помещая КС в разреженную среду, т.е. среду с меньшей теплопроводностью, чем воздух.

Разрешение оптических систем оценивают с помощью частотно-контрастной характеристики (ЧКХ), описывающей способность таких систем передавать глубину модуляцию яркости объекта (контраст). На рис. 1а,б приведена ЧКХ РИ, рассчитанная для сплошной (а) и колончатой структуры (б).

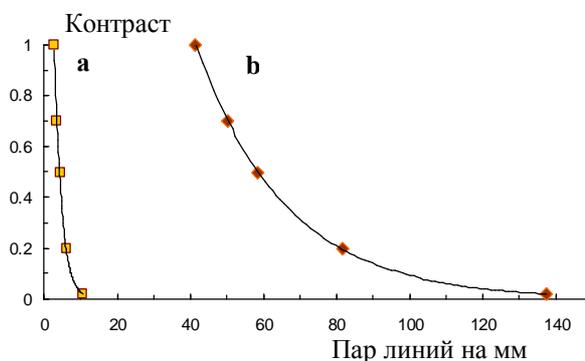


Рис.1. Частотно-контрастная характеристика рентгеновских изображений, рассчитанная для сплошной (а) и колончатой структуры (б). Толщина основания $h_0 = 2 \text{ мм}$, высота колонок $h_{\text{опт}} = 80 \text{ мкм}$, поток 150000 Вт/м^2 , $\chi_{\text{кр}} = 0,025 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$.

Где по вертикали отложены значения функции передачи контраста, т.е. относительное значение контраста изображения, которое снижаются от 1 до 0 по мере увеличения пространственной частоты, т.е. количества пар линий на миллиметр.

По приведенной зависимости (рис.1b) возможно количественно оценить разрешающую способность РИ, значение которой указывает на возможность формирования двумерных РИ изображений. Для оценки такой возможности нами было проведено моделирование формирования РИ для случая теплового потока через КС, распределение в котором соответствует распределению градаций серого цвета картины (размером 100 на 100 точек (пикселей)) показанной рис.2а.

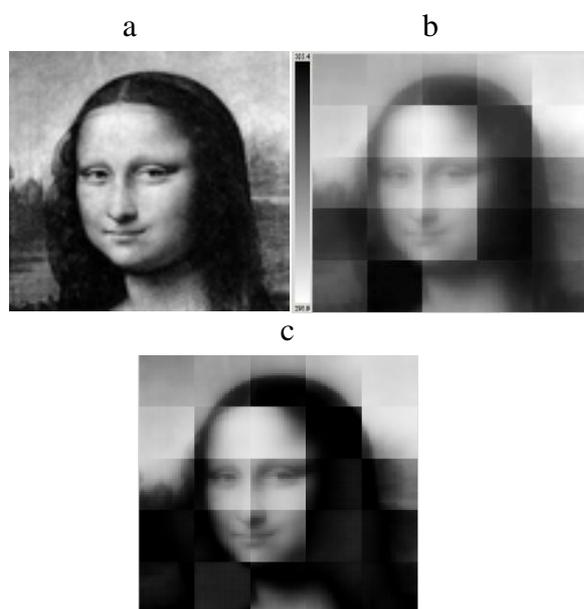


Рис.2. (а) - Исходное изображение с размером 100 на 100 пикселей, (b) - Температурное поле, состоящее из отдельных областей, (с) - Расчетное рентгеновское изображение, рассчитанное при использовании температурного поля показанного на рис.2b.

Исходное изображение (рис.2а) переводилось в тепловой поток, для этого цвету каждого пикселя ставилось в соответствие значение теплового потока. Полученное распределение теплового потока разбивалось на 25 областей с размерами 20x20 точек. (Разбиение в данном случае связано с нехваткой мощности компьютера, используемого для расчета теплового поля в объеме КС.) Количество колонок в КС соответствовало количеству пикселей и равнялось 400. Размеры колонок 200 на 200 мкм, расстояние между ними 50 мкм, высота колонок 100 мкм, высота основания КС 2 мм. Для каждого распределения теплового потока в отдельности рассчитывалось температурное поле на глубине 10 мкм от поверхности колончатой структуры. Все

полученные распределения температур состыковывались в единое температурное поле (рис.2b). Различный уровень температур в разных областях обусловлен спецификой расчетов, при которых граничные условия задавались для каждой области в отдельности. Расчетное поле температур использовалось для расчета контраста РИ. Ширина исходной кривой дифракционного (КДО) отражения задавалась 20 угл.сек. Рабочая точка на расчетной КДО выбиралась из соображения оптимальности контраста в центральной области РИ.

Проведенные расчеты показали, что разрешающая способность РИ при использовании КС фактически определяется геометрическими параметрами колонок, и теоретически может составлять более 50 п.л./мм. Практически РС ограничивается технологией получения таких структур и их совершенством. Поэтому использование КС позволяет формировать РИ со сложной пространственной структурой.

- [1] Трушин В.Н., Жолудев А.А., Фаддеев М.А., и др. // Журнал Технической Физики. 1997. Т.67. №9. С.76-79.
- [2] Трушин В.Н., Маркелов А.С. Чупрунов Е.В., Жолудев А.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтронные исслед. 2007. №2. С.44-48.
- [3] Маркелов А.С., Трушин В.Н., Ким Е.Л. // Вестник ННГУ. Серия Физика твердого тела. 2006. Вып.1(9). С.40-45.

Особенности изменений параметров рентгеновских дифракционных максимумов кристаллов ADP при воздействии на них постоянным электрическим полем различной полярности

А.В. Марков, В.Н. Трушин, Е.Л. Ким

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23,
Нижегород, Нижегородская обл., 603950.
e-mail: trushin@phys.unn.ru

В работе исследуются особенности изменений интенсивности дифракционных максимумов (ДМ) кристаллов ADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) при воздействии на них постоянным электрическим полем. Кристаллы выращивались в кристаллизаторе из раствора с $\text{pH} = 4.7 \pm 0.1$. Форма образцов представляла собой комбинацию тетрагональной призмы и тетрагональной бипирамиды. На грани призмы (100) с помощью токопроводящей серебряной пасты наносились тонкие электроды, на которые подавалось постоянное напряжение. На рис. 1а, б показаны снятые по Лауэ топограммы (ДМ (060)) одного из исследуемых кристаллов, размерами $10 \times 10 \times 3$ мм³. Топограмма (а) соответствует исходному состоянию кристалла, топограмма (б) снималась в процессе воздействия на кристалл электрическим полем, напряжённостью $E = 3.8$ кВ/см. Исходная топограмма (а) имеет неоднородный контраст экстинкционного характера, указывающий на неоднородность структуры кристалла.

Наибольшая неоднородность соответствует части кристалла находящейся вблизи границы граней тетрагональных призмы и бипирамиды. При подаче на кристалл электрического поля контраст топограммы изменяется. Изменение вызвано появлением дополнительных областей с повышенной интенсивностью. Качественное объяснение контраста топограммы рис. 1б может состоять в следующем. В исходном состоянии кристалл в области дифракции является достаточно совершенным, поэтому наблюдаются экстинкционные механизмы дифракции. При приложении электрического поля возникают сдвиговые пьезодеформации, неоднородность которых определяется характером и неоднородностью дефектной структуры кристалла. Наибольшая неоднородность структуры наблюдается на границе тетрагональных призмы и бипирамиды, которая характеризуется изменением коэффициентов жесткости в этой области кристалла. В работе [1] показано, что при регенерации пластины (001) в средней части граней и в вершине пирамиды происходит столкновение разных слоев роста. При этом возникает относительно малое число дислокаций, в результате того, что двугранный угол с ребром $\langle 111 \rangle$, образованный двумя слоями, обладает достаточно высокой жесткостью.

В условиях неоднородного распределения коэффициентов жесткости в рассматриваемой области кристалла, однородное электрическое поле вызывает упругие неоднородные пьезодеформации, приводящие к уменьшению экстинкционных явлений, выраженных изменением интенсивности ДМ, а также к сдвигу их углового положения [2].

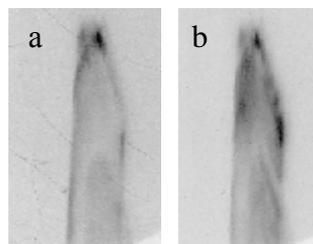


Рис. 1. а, б - топограммы кристалла, снятые на прохождение при напряжённостях поля E равных 0 и 3.8 кВ/см соответственно.

Величина изменений этих параметров зависит от полярности приложенного к кристаллу электрического поля. На рис. 2,3 показаны изменения углового положения $|\Delta\omega|$ (рис.2) и интенсивности I , отн. ед (рис.3) ДМ одного из кристаллов (отражение (060)) при подаче на него электрического поля, напряжённостью $E = 0, 0.9, 2.2, 3.8$ и 5 кВ/см. В зависимости от полярности электрического поля, указанные параметры различаются (см. рис. 2,3, кривые +/- и -/+).

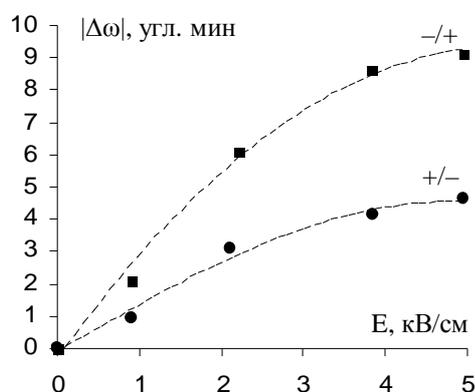


Рис. 2. Изменение углового положение $|\Delta\omega|$ ДМ (060) кристалла ADP в зависимости от величины и полярности приложенного к нему электрического поля E . Кривые +/- и -/+ соответствуют двум разным полярностям поля.

При некотором значении модуля напряжённости поля кривые +/- и -/+ (рис. 3) пересекаются.

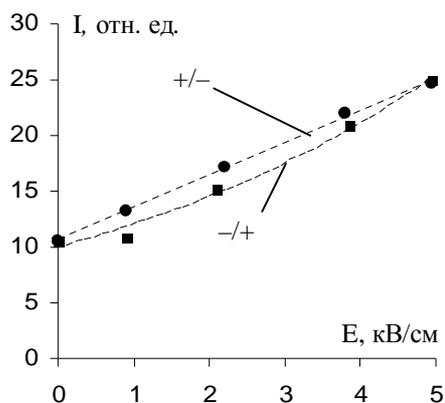


Рис. 3. Зависимости изменения интегральной интенсивности ДМ (060) кристалла ADP от величины и полярности приложенного к нему электрического поля E.. Кривые +/- и -/+ соответствуют двум разным полярностям поля.

- [1] Ю.М. Фишман. Рентгенопографическое исследование дислокаций, возникающих в кристалле KDP при росте их из раствора / Ю.М. Фишман // Кристаллография. – 1972. – Т. 17, вып. 3. – С. 607–611.
- [2] В.Н. Трушин, Т.М. Рыжкова, Е.Л. Чистякова, Е.В. Чупрунов, А.Ф. Хохлов Особенности дифракции рентгеновских лучей на кристаллах группы KDP в электрическом поле // Докл. АН. – 1993. – Т. 331, вып. 3. – С.308–310.

Взаимодействие кристалла молекулярных магнитов с циркулярно-поляризованной электромагнитной волной

И.Д. Токман, А.В. Швецов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород,
пр. Гагарина, 23.
e-mail: alexshdze@mail.ru

Введение.

В настоящее время кристаллы молекулярных магнитов активно исследуются как теоретически, так и экспериментально [1]. Большой интерес представляет взаимодействие этих кристаллов с переменными полями [2-4], а также генерация молекулярными магнитами электромагнитного излучения миллиметрового диапазона [5]. В частности, исследовались магнитооптические эффекты, например, эффект Фарадея [6]. В работе [6] сообщалось о больших углах вращения плоскости поляризации электромагнитной волны при прохождении через кристалл молекулярных магнитов Mn_{12} -Ac во внешнем магнитном поле. Частота электромагнитного поля составляла 0.3 ТГц.

В данной работе рассматривается возникновение постоянной намагниченности в изначально не намагниченном кристалле молекулярных магнитов под действием циркулярно-поляризованной электромагнитной волны миллиметрового диапазона.

Кристаллы молекулярных магнитов состоят из слабовзаимодействующих между собой высокоспиновых магнитных молекул (молекулярных магнитов). Полный спин молекулы $S \gg I$. Магнитные молекулы характеризуются сильной одноосной анизотропией (продольной анизотропией), а также обладают и поперечной анизотропией. Последняя может быть как очень слабой по сравнению с продольной (кристаллы Mn_{12} -Ac и Ni_4), так и довольно заметной (кристаллы Fe_8). Здесь рассматриваются лишь кристаллы со слабой поперечной анизотропией. Так, в отсутствие магнитного поля и в пренебрежении поперечной анизотропией, гамильтониан магнитной молекулы имеет вид:

$$\hat{H}_0 = -D\hat{S}_z^2, \quad (1)$$

где D – константа анизотропии, z – ось анизотропии, \hat{S} – оператор спина магнитной молекулы. Энергетический спектр молекулы $E_m^{(0)} = -Dm^2$ ($m = S, S-1, \dots, -S$) представляет собой $S+1/2$ дублетов, если S – полуцелое число, и S дублетов и один невырожденный уровень, если S – целое число. Собственные функции гамильтониана (1) есть собственные функции ψ_m оператора проекции спина магнитной молекулы на ось z (\hat{S}_z). Таким образом, каждый уровень может быть охарактеризован магнитным квантовым числом m – собственным значением оператора \hat{S}_z ($\hat{S}_z \psi_m = m \psi_m$). Как следует из формы гамильтониана (1), энергии состояний с противоположными по знаку m равны (рис.1).

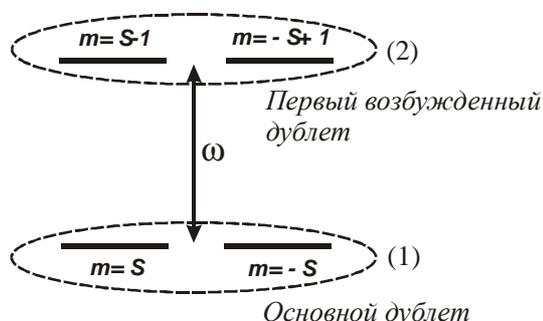


Рис.1. Два нижних дублета магнитной молекулы. Стрелка обозначает переходы, вызванные электромагнитной волной.

Постановка задачи.

Будем предполагать достаточно низкую температуру, так что в отсутствие полей большинство молекул находится на основном дублете $m = \pm S$ и рассматривать взаимодействие кристалла с электромагнитной волной, распространяющейся вдоль оси z . Частота волны ω близка к частоте перехода ω_{21} между основным и первым возбужденным дублетом $m = \pm(S-1)$ (рис.1). Следовательно, лишь два нижних дублета представляют для нас интерес. Ниже индекс (1) будет обозначать основной дублет, а индекс (2) – первый возбужденный. Оператор взаимодействия молекулы с электромагнитной волной имеет вид:

$$\hat{V} = \frac{1}{2} g \mu_B \left(\hat{S}_x \sum_{w_a = w, -w} H_{0x}(w_a) \exp(iw_a t) + \hat{S}_y \sum_{w_b = w, -w} H_{0y}(w_b) \exp(iw_b t) \right) \quad (2)$$

где H_0 – амплитуда волны, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора. Так как переход из состояния с $m = -S$ в состояние с $m = -S+1$ может быть реализован путем поглощения фотона с проекцией спина равной +1, в то время как переход из состояния с $m = S$ в состояние с $m = S-1$ может реализоваться поглощением фотона с проекцией спина равной -1, эти переходы будут рассматриваться отдельно. Введем индекс (+) для состояний с положительными m и индекс (-) для состояний с отрицательными m .

Резонансное приближение.

Будем использовать матрицу плотности для описания поведения кристалла магнитных молекул в резонансном электромагнитном поле. Проведем сначала вычисления для состояний с

отрицательными m ($m=-S$ и $m=-S+I$). Эта двухуровневая система описывается уравнениями:

$$\mathbf{R}_{12} = (iw_{21} - g_{12})\mathbf{r}_{12} - \frac{i}{\mathbf{h}}V_{12}(\mathbf{r}_{22} - \mathbf{r}_{11}) \quad (3)$$

$$\mathbf{R}_{11} = -\frac{i}{\mathbf{h}}(V_{12}\mathbf{r}_{21} - \mathbf{r}_{12}V_{21}) + (\mathbf{r}_{22}W_{12} - \mathbf{r}_{11}W_{21}) \quad (4)$$

$$\mathbf{r}_{21} = \mathbf{r}_{12}^* \quad (5)$$

W_{ij} – вероятность перехода из состояния j в состояние i , γ_{12} – константа релаксации недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{12} . Поскольку населенность более высоких уровней пренебрежимо мала, то справедливо следующее условие нормировки:

$$\mathbf{r}_{11} + \mathbf{r}_{22} = 1. \quad (6)$$

В резонансном приближении ($|\omega - \omega_{21}|/\omega \ll 1$) стационарное решение системы уравнений (3)-(6) можно искать в виде:

$$\mathbf{r}_{11} = \text{const}_1, \quad \mathbf{r}_{22} = \text{const}_2,$$

$$\mathbf{r}_{12}(t) = \tilde{\mathbf{r}}_{12} \exp(i\omega t), \quad (7)$$

где $\tilde{\rho}_{12}$ не зависит от времени. Введем также фазу φ , определяющую поляризацию электромагнитной волны:

$$H_{0x}(\omega) = H_{0x}(-\omega) = H_0,$$

$$H_{0y}(\omega) = H_0 \exp(ij),$$

$$H_{0y}(-\omega) = H_0 \exp(-ij).$$

При достаточно низкой температуре $T \ll \omega_{21}/k_B$ справедливо $W_{12} \gg W_{21}$. Электромагнитная волна предполагается достаточно слабой, что означает $g\mu_B H_0 S_{x,12}/\hbar \ll (\gamma_{12} W_{12})^{1/2}$. Учитывая эти условия и подставляя (7) в систему уравнений (3)-(6), находим:

$$\mathbf{r}_{11} - \mathbf{r}_{11}^{(0)} = -\frac{A}{W_{12}}, \quad (8)$$

$$A = \left(\frac{g\mathbf{m}_B H_0}{\mathbf{h}} \right)^2 \frac{g_{12}}{g_{12}^2 + (\omega - \omega_{21})^2} \times \\ \times (S_{x,12}^2 + iS_{x,12}S_{y,12} \sin(j))$$

где $\rho_{11}^{(0)} = W_{12}/(W_{12} + W_{21})$ – значение диагонального элемента матрицы плотности в отсутствие электромагнитной волны. Мы нашли диагональные элементы матрицы плотности для состояний с отрицательными m , но выражение (8) можно также использовать и для состояний с положительными m , учитывая, что $(S_{y,12})^{(+)} = -(S_{y,12})^{(-)} = i(S/2)^{1/2}$, $(S_{x,12})^{(+)} = (S_{x,12})^{(-)} = (S/2)^{1/2}$. Среднее значение оператора спина магнитной молекулы равно:

$$\mathbf{r} = \text{Tr}(\hat{\mathbf{r}}\mathbf{S}). \quad (9)$$

$$S_z = S(\mathbf{r}_{11}^{(+)} - \mathbf{r}_{11}^{(-)}) + (S-1)(\mathbf{r}_{22}^{(+)} - \mathbf{r}_{22}^{(-)}) = \\ = (\mathbf{r}_{11}^{(+)} - \mathbf{r}_{11}^{(-)}) \quad (10)$$

Здесь мы учли $(S_{z,11})^{(+)} = -(S_{z,11})^{(-)} = S$, $(S_{z,22})^{(+)} = -(S_{z,22})^{(-)} = S-I$, условия нормировки (6) и

то, что изначально кристалл был не намагничен $((\rho_{11}^{(0)})^{(+)} = (\rho_{11}^{(0)})^{(-)}, (\rho_{22}^{(0)})^{(+)} = (\rho_{22}^{(0)})^{(-)})$. Сопоставляя (10) и (8), получаем:

$$S_z = \frac{A^{(-)} - A^{(+)}}{2W_{12}} = \\ = -\frac{S}{2} \left(\frac{g\mathbf{m}_B H_0}{\mathbf{h}} \right)^2 \frac{g_{12}/W_{12}}{g_{12}^2 + (\omega - \omega_{21})^2} \sin(j) \quad (11)$$

Таким образом, в поле эллиптически поляризованной электромагнитной волны ($\varphi \neq 0$) возникает стационарная намагниченность

$$M_z = n g \mathbf{m}_B S_z, \quad (12)$$

n – концентрация магнитных молекул. Значение намагниченности максимально при круговой поляризации ($\varphi = \pm\pi/2$) и равно нулю в случае плоско поляризованной волны ($\varphi = 0$) (см. (11)). При изменении направления поляризации, знак намагниченности меняется. Из формулы (11) видно, что возникающая намагниченность зависит от отношения констант релаксации γ_{12}/W_{12} .

Оценки.

Для оценки величины эффекта возьмем кристалл молекулярных магнитов $\text{Mn}_{12}\text{-Ac}$. Частота перехода в кристалле $\text{Mn}_{12}\text{-Ac}$ $\omega_{21} \sim 1.5 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, а концентрация молекул $n \sim 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Полагаем, что температура низкая, то есть подавляющее число молекул находится на основном дублете ($T < 10\text{K}$). Возьмем мощность поля порядка 10^4 Bm/см^2 ($H_0 \sim 5\text{Гс}$) и расстройку по частоте $|\omega - \omega_{21}| \sim 10^{10} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_{12} \sim 10^9 \text{ c}^{-1}$, $W_{12} \sim 10^6 \text{ c}^{-1}$. В этом случае возникающая намагниченность $M_z \sim 1\text{Гс}$.

Работа выполнена при поддержке целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы", грант РНП.2.1.1.2363, грантов РФФИ (06-02-16739 и 06-02-17063). А. Швецов благодарен фонду «Династия» за поддержку.

- [1] E.M. Chudnovsky and J. Tejada, Macroscopic Quantum Tunneling of the Magnetic Moment (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1998).
- [2] A. V. Shvetsov, G. A. Vugalter, and A. I. Grebeneva, Phys. Rev. B 74, 054416, (2006).
- [3] F. Macia, J. Lawrence, S. Hill, J.M.Hernandez, J.Tejada, P.V. Santos, C. Lampropoulos, and G. Christou, Phys. Rev. B 77, 020403(R) (2008).
- [4] A. V. Shvetsov, G. A. Vugalter, and A. I. Beludanova, Physical Review B 76, 114741, (2007).
- [5] J.Tejada, E.M.Chudnovsky, J.M.Hernandez and R.Amigo, Appl. Phys. Lett. 84, 2373 (2004).
- [6] J. van Slageren, S. Vongtragoon, A. Mukhin, B. Gorshunov, and M. Dressel, Phys. Rev. B 72, 020401 (2005).

Оптические свойства металлодиэлектрических периодических структур меандрового типа

А. Б. Акимов¹, Т. Weiss², А. S. Vengurlekar³, Н.А.Гиппиус¹, С.Г. Тиходеев¹

¹Институт общей физики РАН, Москва, Россия

²4th Physics Institute, University of Stuttgart, Germany

³Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India

e-mail: tosha_akimov@mail.ru

Металлодиэлектрические структуры с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости на масштабах в десятки и сотни нанометров привлекают значительный интерес в связи с их перспективными применениями в различных областях науки и техники, таких как микроэлектроника, биофизика, солнечная энергетика и др. [1]. В таких структурах могут быть возбуждены плазмонные резонансы, представляющие собой коллективные колебания электронов проводимости металла. В зависимости от пространственного распределения электромагнитного поля плазмоны можно разделить на локализованные и делокализованные (распространяющиеся). Тип плазмона оказывает существенное влияние на спектры отражения и пропускания. Особый интерес вызывает поведение плазмонных резонансов вблизи порога открытия новых дифракционных каналов [2].

В течение последних лет возросшие возможности экспериментаторов привели к созданию и интенсивному изучению оптических свойств образцов достаточно сложной формы. К таковым, в частности, относятся фотонные кристаллы с меандровой модуляцией диэлектрической проницаемости [3]. Элементарная ячейка такого фотонного кристалла показана на рис. 1. Слой золота толщиной $l = 200$ нм осажден на кварцевую подложку с периодически расположенными продольными канавками шириной $w = 185$ нм и глубиной $L = 600$ нм. Период структуры $d = 740$ нм, толщина золотых стенок $a = 15$ нм.

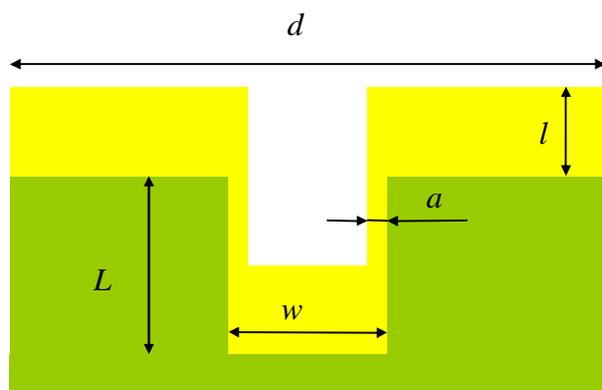


Рис. 1. Элементарная ячейка фотонного кристалла меандрового типа

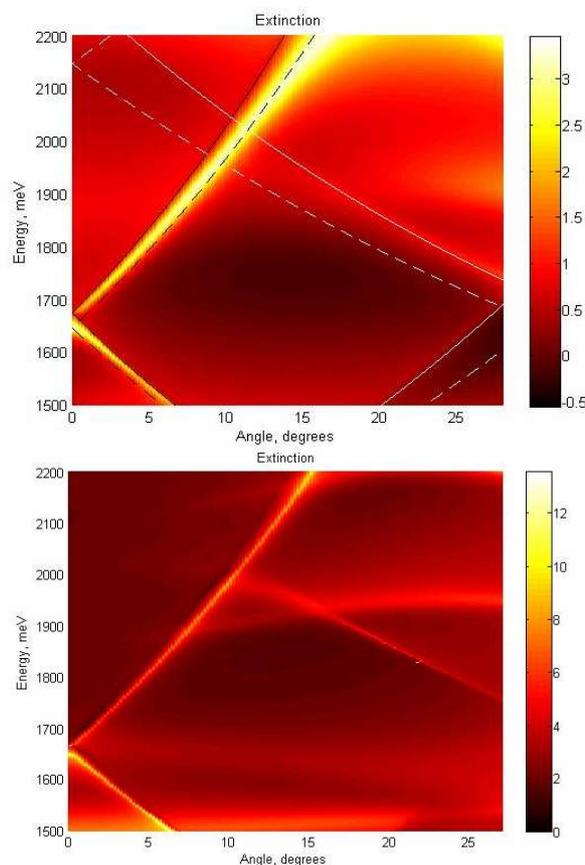


Рис. 2. Экспериментальный (вверху) и расчетный спектры экстинкции; значение экстинкции показано цветом (см. цветовую панель). Дисперсионные кривые фотонов и поверхностных плазмонов показаны сплошными и штриховыми линиями соответственно.

В эксперименте измерялась спектральная интенсивность пропущенного через структуру p -поляризованного белого света в зависимости от угла падения. Таким образом, зная спектральный состав падающего излучения, можно найти коэффициент пропускания в зависимости от угла падения и энергии падающего фотона в широком диапазоне длин волн. Оказывается более удобным работать не с пропусканием, а с экстинкцией, которая равна отрицательному десятичному логарифму пропускания.

Данные эксперимента позволяют утверждать, что особенности спектра обусловлены возбуждением делокализованных поверхностных плазмонов, распространяющихся вдоль границы раздела воздух-золото [4]. Об этом свидетельствуют построенные в приближении пустой решетки дисперсионные кривые фотонов и поверхностных электромагнитных волн (рис. 2).

Численное исследование модельной структуры проводилось методом матрицы рассеяния [5]. Метод матрицы рассеяния основан на представлении электромагнитного поля в виде ряда по гармоникам Фурье-Флоке и сшивке их амплитуд в соседних слоях структуры в соответствии с граничными условиями для уравнений Максвелла. При этом важную роль играет нахождение собственных мод в каждом из слоев структуры. Ввиду наличия границ раздела внутри слоев приходится работать с разрывными функциями, для которых ряд Фурье-Флоке сходится плохо. Частично справиться с этой трудностью позволяет применение адаптивного пространственного разрешения [6]. Расчетные данные с удержанием 101 гармоники, показанные на рис. 3, демонстрируют хорошее качественное согласие с экспериментальными данными.

- [1] В.В. Климов, УФН **178**, 875 (2008).
- [2] Christ A., Zentgraf T., Tikhodeev S. G., Gippius N. A., Kuhl J., Giessen H., PRB **74**, 155435 (2006).
- [3] Vengurlelar A. S., Venu Gopal A., Ishihara T., APL **89**, 181927 (2006).
- [4] Raether H. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*. New York: Springer-Verlag (1988).
- [5] Tikhodeev S. G., Yablonskii A. L., Muljarov E. A., Gippius N. A., Ishihara T.. PRB **66**, 045102 (2002).
- [6] Granet G., Guizal B. J. Opt.Soc. Am. A **13**, 1019 (1996).

Металл-диэлектрические двумерные сверхрешетки. Одномерная модель и приближение пустой решетки.

Г.А.Кичин^{1,4}, Т. Weiss², Henzie³, Н. Gao³, Т. Odom², Н. Gissen³, С.Г. Тиходеев¹

¹Институт общей физики РАН, Москва, Россия

²4th Physics Institute, University of Stuttgart, Germany

³Northwestern University, Evanston, Illinois, USA

⁴Московский Физико-Технический Институт, Россия
e-mail: geo.andr.k@gmail.com

В настоящее время особый интерес представляет область физики, связанная с созданием метаматериалов и изучением их свойств. Метаматериалы – это в основном металл-диэлектрические фотонно-кристаллические структуры, обладающие трансляционной симметрией и имеющие периодичность меньше длины волны. Новейшие методы литографии позволяют выращивать структуры этого типа. Задавая геометрию такой структуры, можно контролировать ее оптические свойства. Добавочное структурирование фотонного кристалла в сверхрешетку со сложной элементарной ячейкой дает дополнительную возможность управлять оптическими свойствами. В случае использования металл-диэлектрических структур возникают еще и плазмонные резонансы, возбуждения коллективных колебаний электронов проводимости в металле. Плазмонные резонансы возможны двух типов: локализованные и делокализованные (поверхностные плазмоны). Каждый резонанс по-своему влияет на свойства структуры.

Существующие в настоящее время вычислительные методы описания оптических свойств метаматериалов требуют чрезвычайно больших компьютерных ресурсов. Компьютерное моделирование не дает хороших результатов в случае двумерных решеток, а также в случае сложных одномерных решеток. Поэтому важным является создание упрощенных моделей, которые тем не менее дают качественное объяснение физических процессов, происходящих в исследуемых системах.

Целью нашей работы было развитие упрощенной одномерной модели сложной двумерной сверхрешетки, показанной на рис. 1. Исходная металл-диэлектрическая сверхрешетка представляла собой перфорированный методом soft interface lithography [1] 80 нм слой металла (золота) на стеклянной подложке. В центре элементарной ячейки квадратной сверхрешетки (со сторонами $6 \times 6 \text{ мкм}^2$) имелась $4 \times 4 \text{ мкм}^2$ область с решеткой отверстий $0.1 \times 0.1 \text{ мкм}^2$ и периодом 0.4 мкм .

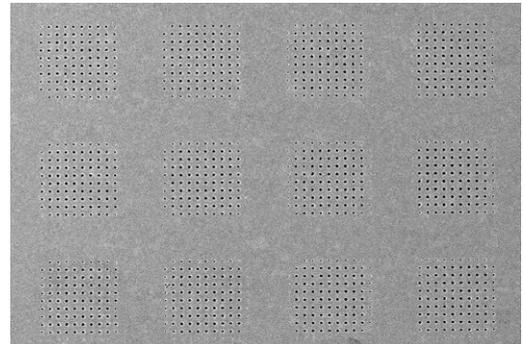


Рис. 1: Исследуемая структура

Для данной структуры были проведены измерения спектров оптического пропускания в зависимости от энергии фотона и проекции его волнового вектора на плоскость структуры, показанные на рис. 2.

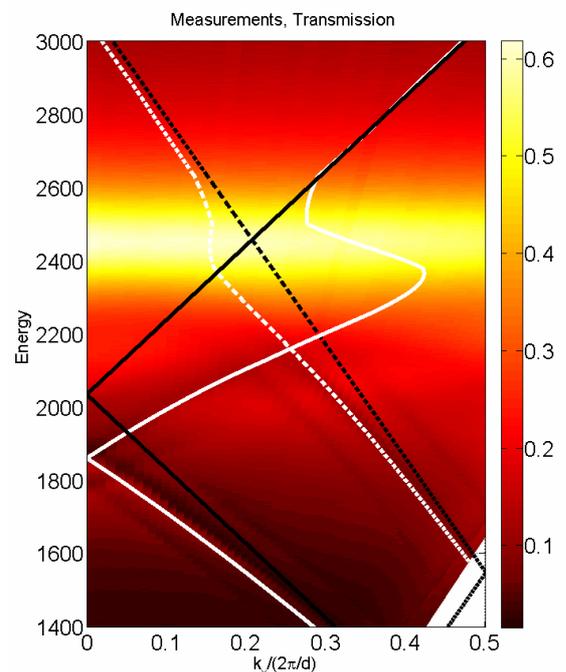


Рис. 2: Измеренный спектр пропускания для выращенной структуры. Цветом показана величина коэффициента пропускания (цветовая шкала объясняется справа). Законы дисперсии фотонов (черные линии) и поверхностных плазмонов (белые линии) для стекла (сплошные линии) и воздуха (пунктиры) свернуты в 1ю зону Бреллиэна решетки.

В качестве упрощенной модели была взята одномерная сверхрешетка (рис. 3) с таким же периодом и сверхпериодом, что и оригинальная

двумерная структура. Для упрощенной одномерной сверхрешетки были рассчитаны спектры пропускания в зависимости от энергии и проекции волнового вектора на плоскость падения (см. рис. 4). Для расчетов был использован модифицированный метод матрицы рассеяния [2], [3], [4].

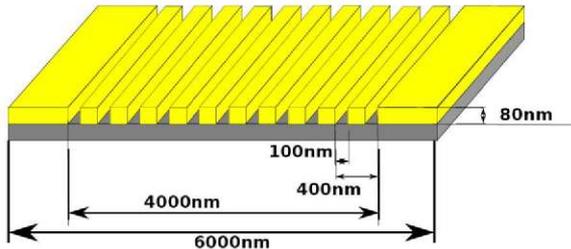


Рис 3 : Одномерная модель

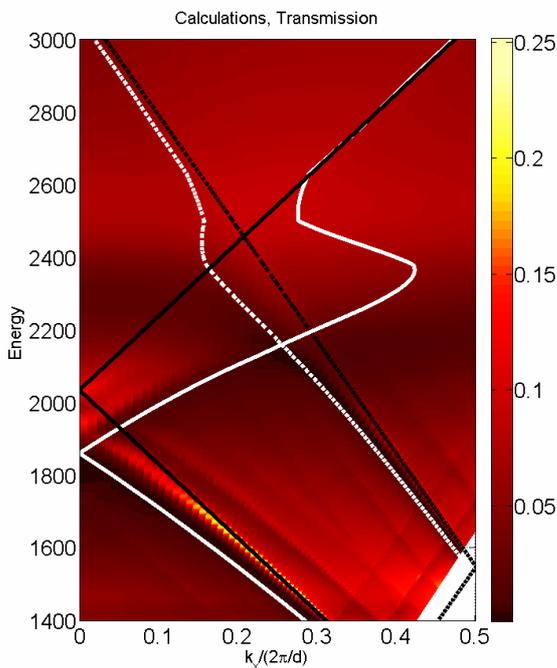


Рис. 4: Рассчитанный спектр оптического пропускания упрощенной одномерной модели. Показаны те же линии дисперсий, что и на рис.2

Видно, что расчеты для одномерной упрощенной структуры воспроизводят качественно многие свойства изначальной двумерной структуры.

Многие важные аномалии в спектрах оптического пропускания, которые наблюдаются в измерениях, можно понять, используя для метал-диэлектрического фотонного кристалла приближение пустой решетки [5], [6], [7]. Как оказывается (см. на рис. 2 и 4), эти особенности лежат на свернутых в первую зону Бриллюэна дисперсионных законах фотонов в воздухе и в подложке, а также поверхностных плазмонов на границах раздела воздух/металл и подложка/металл. Дополнительные аномалии, видимые на рис. 2 и 3, соответствуют свертыванию в первую зону Бриллюэна сверхрешетки (не показано на рисунке).

Таким образом, диспергирующие (не локализованные) аномалии в спектре оптического пропускания двумерной сверхрешетки можно вполне удовлетворительно описать с помощью упрощенной одномерной модели и объяснить в рамках приближения пустой решетки. Для описания локализованных (не диспергирующих) особенностей требуются более сложные методы.

- [1] Henzie J., Lee M. H. and Odom T. W., Nature Nanotechnology 2, 549 - 554 (2007)
- [2] Tikhodeev S. G., Yablonskii A. L., Muljarov E. A., Gippius N. A., Ishihara T., PRB **66**, 045102 (2002).
- [3] Granet G., Guizal B. J. Opt. Soc. Am. A **13**, 1019 (1996).
- [4] Lifeng Li, J. Opt. Soc. Am. A/ Vol. 13, No. 9 (1996)
- [5] Sakoda K., Optical properties of photonic crystals, Springer (1998)
- [6] Christ A., Zentgraf T., Tikhodeev S. G., Gippius N. A., Kuhl J., Giessen H., PRB **74**, 155435 (2006).
- [7] Christ A., Zentgraf T., Tikhodeev S. G., Gippius N. A., Kuhl J., Giessen H., PRB **73**, 115103 (2006)

Расчет методом матрицы рассеяния спектров и распределения ближнего поля для оптического водородного сенсора

Н.И. Комаревский^{1,2}, Т. Weiss³, С. Grossmann³, Т. Meyrath³, Н. Giessen³, С. Г. Тиходеев²

¹Физический факультет МГУ им. Ломоносова, Россия

²Институт общей физики РАН, Москва, Россия

³4th Physics Institute, University of Stuttgart, Germany

e-mail: komarevskiy@inbox.ru

Водород является одним из перспективных источников энергии. Когда-нибудь, возможно, водород будут широко применять в качестве топлива для легковых и грузовых автомобилей, поскольку двигатели, работающие на его основе, не загрязняют окружающей среды. Однако водород является небезопасным топливом, и работа с ним требует большой осторожности. Водород при смеси с воздухом образует взрывоопасную смесь, так называемый гремучий газ. Смесь с воздухом является взрывоопасной при объемных концентрациях от 4% до 75%. Поэтому детектирование водорода представляет собой важную практическую задачу. Много усилий и средств вкладывается в создание и усовершенствование водородных сенсоров. Основные параметры, которым должен удовлетворять сенсор, являются: малые размеры, небольшой вес, надежность, быстрота срабатывания, многократность использования, а также низкая себестоимость. Среди всех водородных сенсоров оптический сенсор имеет определенное преимущество, поскольку позволяет не использовать электрические контакты в потенциально взрывоопасной атмосфере водорода.

Структура, используемая в качестве водородного сенсора, должна изменять коэффициент пропускания или отражения при изменении концентрации водорода в окружающей среде. Изменение коэффициента пропускания (отражения) структуры должно быть, по возможности, максимально большим, чтобы измерять не только присутствие водорода в среде, но и его концентрацию. Водородный сенсор должен мерить концентрацию водорода до 4%, т.е. до взрывоопасной границы. Для измерения пропускания структуры применяются лазер и фотодиод. В целях экономичности лучше использовать дешевый лазер с длиной волны в интервале от 500 нм до 850 нм.

Целью настоящей работы является теоретический расчет спектров пропускания, а также распределения электромагнитного

поля трех структурах, потенциально применимых в качестве водородного сенсора. Для всех расчетов использовался метод матрицы рассеяния [1], который был дополнен правилами факторизации [2] и методом пространственного адаптивного разрешения [3] для улучшения сходимости.

Были исследованы три структуры: однородный слой WO_3 на кварцевой подложке (диэлектрическая проницаемость слоя WO_3 меняется при адсорбции водорода [4], поэтому он может использоваться в качестве чувствительного элемента сенсора), металло-диэлектрическая структура с золотыми нанонитями и металло-диэлектрическая структура с дополнительным слоем серебра. Наличие плазмонных резонансов в двух последних структурах позволяет увеличить чувствительность водородного сенсора.

- [1] S. G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, and Teruya Ishihara Phys. Rev. B **66**, 045102 (2002).
- [2] L. Li, J. Opt. Soc. Am. A (**13**), 1870 (1996).
- [3] G. Granet, J. Opt. Soc. Am. A (**16**), 2510 (1999)
- [4] K. Von Rottkay, M. Rubin, and S.J. Wen, Thin Solid Films **306**, 10 (1997)

Сканирующая зондовая микроскопия в комбинации с микроскопией комбинационного рассеяния: изучение современных наноматериалов, достижение субволнового оптического разрешения в КР.

П.С. Дорожкин, А.А. Щекин, А.В. Шелаев, В.А. Быков, НТ-МДТ

НТ-МДТ, Зеленоград Москва, корп. 100, 124460
e-mail: dorozhkin@ntmdt.ru

В докладе дается обзор возможностей комбинации конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния (КР) и сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) для исследования современных наноматериалов. Двумерные карты спектров комбинационного рассеяния получаются одновременно с картами СЗМ с одного и того же места на поверхности образца. Таким образом, производится всесторонний анализ исследуемого объекта – его физических (электрических, магнитных, механических, и многих других) свойств при СЗМ измерениях и его химического состава при измерении КР карт. Представлены результаты сканирующих зондовых и КР измерений различных современных наноматериалов.

На образцах углеродных нанотрубок сравнение СЗМ и КР карт одной и той же области образца позволяет распознать и различить между собой одностенные и многостенные нанотрубки, нанотрубки разного диаметра, аморфный углерод, наночастицы катализатора итд. Поляризационные КР измерения позволяют выделить нанотрубки различной пространственной ориентации.

При изучении кремниевых нанопроволок, совместное КР и СЗМ картирование образца позволило выявить кремниевые наночастицы на поверхности нанопроволок, образованные в процессе их роста. По смещению положения спектра КР кремния вдоль нанопроволоки можно проследить пространственное распределение внутреннего напряжения кристаллической решетки.

Проведены комплексные КР и СЗМ исследования монослоев графита (графена) на поверхности оксида кремния (рис. 1). КР карты графена позволяют определить количество монослоев в каждом конкретном образце, а также изучить его структурную однородность. Приводится качественный анализ интенсивности, структуры и положения основных наблюдаемых линий КР (G- и 2D-линии, а также D-линия на границах образца). Разработан метод быстрого и эффективного поиска монослоев графена на поверхности образца большой площади с помощью конфокальной микроскопии рэлеевского рассеяния света. СЗМ микроскопия позволяет, помимо топографии, измерить распределение поверхностного потенциала вдоль образца графена, а также распределение локальной

емкости образца, демонстрирующей особенности на краях чешуек графена.

Также демонстрируются совместные КР и СЗМ измерения ряда других наноматериалов: распределение напряжения кристаллической решетки вокруг наноиндентации кремния, транспорт света по полупроводниковым нанопроволокам, распределение фаз в полимерных структурах.

Наиболее интригующей особенностью комбинации КР- и СЗМ- микроскопии является возможность получения *субволнового* (< 200 нм для видимого света) пространственного разрешения в двумерных КР картах поверхности. В эксперименте используется эффект гигантского комбинационного рассеяния света на игле СЗМ [1,2]. Резонансное взаимодействие света с локализованными плазмонными колебаниями на острие металлизированного зонда приводит к локальному усилению падающего на образец электромагнитного излучения. Для острой иглы, область локализации резонансно усиленного света составляет несколько десятков нанометров. В результате, при сканировании иглы над исследуемым объектом получается двумерная картина распределения *усиленного* зондом сигнала КР с субволновым пространственным разрешением. Теоретически, разрешение полученных таким образом КР карт может достигать до 10 нм. Практически достижимым на настоящий момент является разрешение ~ 50 нм. В работе демонстрируются результаты, полученные на углеродных нанотрубках (рис. 2), а также на полупроводниковых материалах с использованием игл с золотым и серебряным покрытием. Обсуждаются текущее состояние и перспективы методики, технические требования к экспериментальному оборудованию, возможные альтернативные подходы.

Отметим, что получение КР карт с субволновым разрешением невозможно с помощью традиционных «апертурных» технологий (таких, как ближнепольная оптическая микроскопия), т.к. коэффициент прохождения, а также абсолютная мощность излучения, которое может быть пропущено через апертуру слишком малы для детектирования сигнала комбинационного рассеяния света в разумное время.

[1] S.S. Kharintsev, G.G. Hoffmann, P.S. Dorozhkin, et al., Nanotechnology 18, 15502 (2007)

[2] С.С. Харинцев, Г.Г. Хоффманн, Е. Лоос, Г. де Вит, П.С. Дорожкин, М.Х. Салахов, ЖЭТФ, т. 132, вып. 5, стр. 1044 (2007)

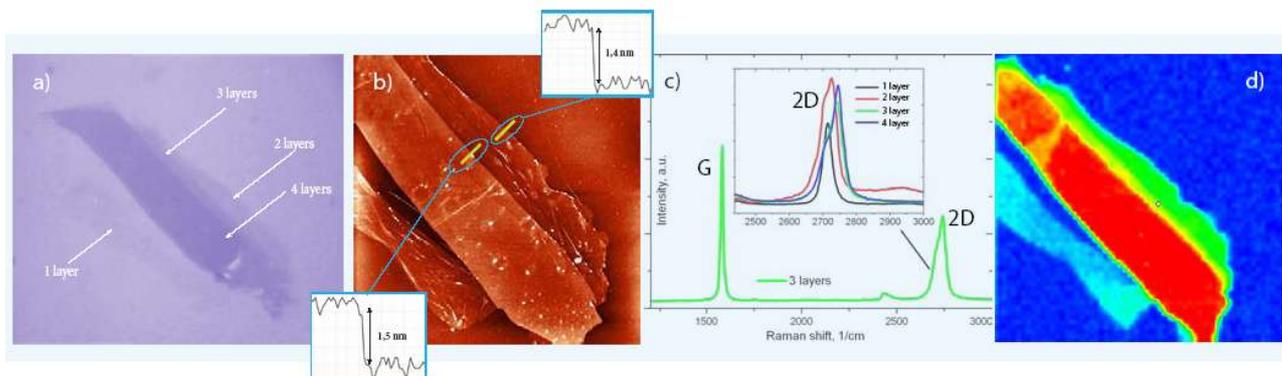


РИС. 1. **а.** Микроскопическое изображение образца графена в светлом поле. Наблюдаются хлопья графена различной толщины (от одного до четырех монослоев). **б.** СЗМ топография образца. Наблюдаемая высота каждого монослоя графена составляет ~ 1-1.5 нм в обычных условиях. **с.** Спектры КР слоев графена различной толщины. Увеличение количества монослоев приводит к расщеплению 2D линии (двухрезонансное КР) и смещению ее положения – за счет соответствующего расщепления валентной зоны и зоны проводимости. **д.** КР карта той же самой области образца. Цветовая палитра отвечает положению центра масс 2D линии - области различной толщины хорошо различаются.

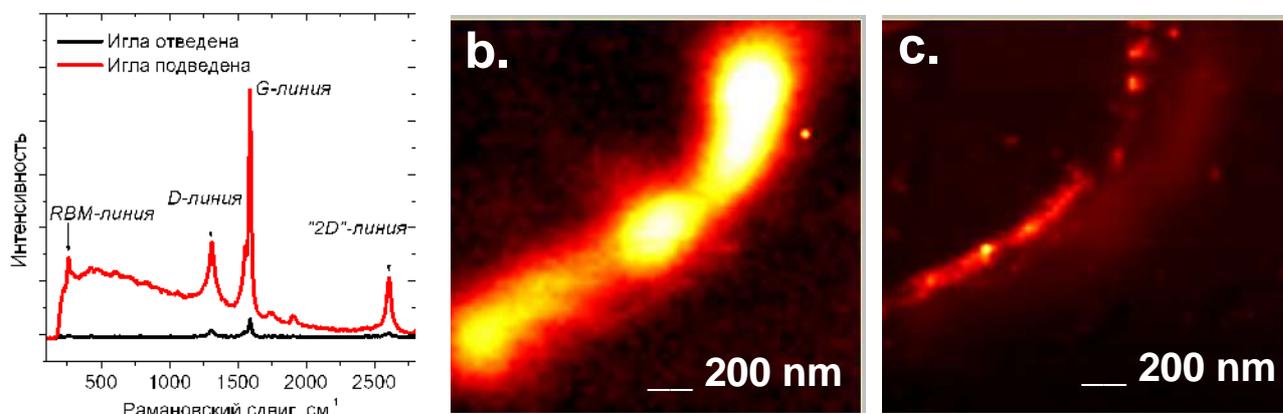


РИС. 2. **а.** Спектр КР от пучка нанотрубок при подведенном к пучку зонде и отведенном от него. При подведении зонда наблюдается усиление сигнала в ~100 раз. Длина волны лазера – 633 нм. **б.** Конфокальное КР изображение пучка при отведенном зонде (G-линия). Реальный размер пучка – около 5 нм (определен с помощью СЗМ топографии). Пространственное разрешение оптического конфокального изображения (~250 нм) определяется длиной волны лазера. **с.** Конфокальное КР изображение при подведенном зонде. Пространственное разрешение (~70 нм) определяется размером острия зонда, а не длиной волны света.

Список участников

Акимов Антон Борисович

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН
tosha_akimov@mail.ru

Афанасьев Михаил Сергеевич

МИРЭА
michaela2005@yandex.ru

Бурмистров Игорь Сергеевич

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау
РАН
burmi@itp.ac.ru

Грищенко Юлия Викторовна

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН
grishchenko@ns.crys.ras.ru

Девятков Эдуард Валентинович

Институт физики твердого тела РАН
dev@issp.ac.ru

Дижур Сергей Евгеньевич

ИРЭ РАН
sdizhur@cplire.ru

Катаева Елена Алексеевна

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН
lenakataeva@gmail.com

Кичин Георгий Андреевич

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН
geo.andr.k@gmail.com

Комаревский Николай Игоревич

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН
komarevskiy@inbox.ru

Криштоп Владимир Григорьевич

МФТИ (ГУ)
vgkvqk@mail.ru

Курьянович Евгений Евгеньевич

ИПТМ РАН, МФТИ (ГУ)
kvantek@mail.ru

Лапшина Марина Александровна

ННГУ им. Н.И. Лобачевского
Lapshina-marina@yandex.ru

Ларионов Андрей Владимирович

Институт физики твердого тела РАН
lariонов@issp.ac.ru

Маркелов Алексей Сергеевич

НИФТИ ННГУ
trushin@phys.unn.ru

Марков Александр Владимирович

ННГУ им. Н.И. Лобачевского
trushin@phys.unn.ru

Морозов Сергей Вячеславович

Институт Физики Микроструктур РАН
more@ipm.sci-nnov.ru

Павлов Василий Николаевич

ИПТМ РАН
wp3@mail.ru

Погорель Дмитрий Константинович

РНЦ "Курчатовский институт"
pogo-di@yandex.ru

Попов Глеб Геннадьевич

Воронежская Государственная Технологическая
Академия
wildranger@pisem.net

Попов Владимир Геннадьевич

ИПТМ РАН, МФТИ (ГУ)
popov@iptm.ru

Семенова Елизавета Сергеевна

Санкт-Петербургский физико-технологический
научно-образовательный центр РАН
esemenova@mail.ioffe.ru

Смирнов Алексей Сергеевич

МГУ им.Ломоносова, физический факультет
alexeysmirnov@yandex.ru

Тележников Алексей Валентинович

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Физический факультет
telezhnikov@phys.unn.ru

Фатеев Денис Васильевич

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова
РАН
FateevDV@yandex.ru

Фомин Лев Александрович

ИПТМ РАН
fomin@iptm.ru

Фролова Елена Владимировна

ННГУ им. Н.И.Лобачевского
mal_ik@mail.ru

Храпай Вадим Сергеевич

Институт физики твердого тела РАН
dick@issp.ac.ru

Чайка Александр Николаевич

Институт физики твердого тела РАН
chaika@issp.ac.ru

Чапкевич Александр Александрович

РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина
chapkevich@mail.ru

Шабалин Анатолий Григорьевич

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
a.shabalin.r@gmail.com

Швецов Александр Владимирович

ННГУ им. Н.И. Лобачевского
alexshdze@mail.ru

Щекин Алексей Андреевич

НТ-МДТ
dorozhkin@ntmdt.ru