

# Формирование двумерных и одномерных твердофазных квантовых наноструктур в системе CdHgTe–электролит

© В.Б. Божевольнов, А.М. Яфясов<sup>†</sup>, П.П. Коноров

Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока при Санкт-Петербургском государственном университете, 198504 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 25 сентября 2003 г. Принята к печати 15 апреля 2004 г.)

Экспериментально и расчетным путем показано, что структуры, в которых при комнатных температурах проявляются свойства двумерного и одномерного электронного газа, могут быть сформированы на основе соединений CdHgTe в системе полупроводник–электролит. Представлена методика формирования квантово-размерных структур и рассмотрен метод контроля электрофизических свойств таких структур непосредственно в процессе их образования.

## 1. Введение

В последнее время возрастает интерес к квантовым электронным эффектам, которые реализуются в образцах с геометрическими размерами, соизмеримыми с длиной волны электрона  $\lambda_e$  [1]. В этом отношении наиболее значительным результатом последних десятилетий является открытие явлений слабой локализации и квантового эффекта Холла [2]. Использование квантовых эффектов привело к созданию электроники, в которой в качестве отдельных функциональных элементов выступают системы с двумерным, одномерным (квантовые проволоки) и нульмерным (квантовые точки) электронным газом.

В настоящее время системы с низкоразмерным электронным газом формируются главным образом в гетероструктурах, синтезируемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии на основе соединений SiGe–Si и (AlGa)As–GaAs [1,2]. Понижение размерности электронного газа происходит при его локализации в области пространственного заряда (ОПЗ) резкого гетероперехода. Препятствием для проявления квантовых свойств электронного газа являются эффекты теплового и столкновительного уширения дискретных энергетических уровней, которые, как правило, становятся существенными при комнатных температурах. В связи с этим актуальной задачей физики и техники становится разработка методов формирования структур, свойства которых определяются квантово-размерными эффектами вплоть до комнатной температуры. Можно выделить два основных направления исследований, позволяющих решить эту задачу.

1. Использование материалов, обладающих малой эффективной массой  $m_e^*$  и высокой подвижностью  $\mu$  электронов и, соответственно, большой длиной волны и длиной свободного пробега носителя заряда.

2. Создание новых методов формирования низкоразмерных структур при *in situ* контроле их электронных свойств.

Перспективными для создания квантово-размерных структур являются материалы кадмий–ртуть–теллур (КРТ), представляющие собой непрерывные твердые

растворы изовалентного замещения [3–6]. Основные параметры этих материалов для трех различных составов  $x$  приведены в табл. 1. Особенностью КРТ соединений является сильная зависимость их электронных характеристик от состава. Это позволяет формировать гетероструктуры путем контакта областей КРТ-материала с разным составом. При этом малое изменение постоянной решетки  $a_0$  при изменении состава КРТ (табл. 1) и, следовательно, слабое нарушение периодичности атомной структуры в области гетероперехода обеспечивает низкую плотность поверхностных состояний (ПС) и, как следствие, малую величину захвата и рассеяния электронов.

Изменение состава материала КРТ и одновременное измерение электрофизических свойств получаемых структур могут быть осуществлены с использованием эффекта поля в электролитах, в основе которого лежит изменение потенциала полупроводникового электрода  $V$  при его поляризации в электролите и, как следствие, потенциала  $V_s$  поверхности полупроводника [3].

Применительно к КРТ возможность такого способа изменения состава материала была показана в работах [8–12].

## 2. Методика эксперимента

В качестве исходного материала использовались образцы КРТ с составом, соответствующим  $x = 0.32$  (табл. 1). Предварительно поверхность образцов подвергалась химико-динамическому травлению в 8%-ном растворе брома в метаноле [3]. Для изменения состава материала КРТ в измерительную ячейку, содержащую водный электролит, вводился комплексообразователь, подобранный таким образом, чтобы возникающие комплексы кадмия были устойчивы в большем интервале потенциалов, чем комплексы ртути. В результате при определенных значениях электродных потенциалов происходило обеднение поверхности кадмием за счет преимущественного ухода комплексов кадмия в раствор, что сопровождалось образованием обогащенного ртутью приповерхностного слоя, который характеризовался

<sup>†</sup> E-mail: yafyasov@desse.phys.spbu.ru

**Таблица 1.** Основные параметры материалов  $Cd_xHg_{(1-x)}Te$  для трех значений стехиометрического состава ( $x$ ). Данные соответствуют комнатной температуре [5–8]

$Cd_xHg_{(1-x)}Te$	$a_0$ , нм	$\frac{m_e}{m_0}$	$\frac{m_h}{m_0}$	$E_g$ , эВ	$\mu_e$ , $cm^2/(V \cdot c)$	$\lambda_{phs}$ , мкм	$\epsilon_{sc}$	$\chi$ , эВ	$n_i$ , $cm^{-3}$	$E_C - E_F$ , эВ	$L_D$ , нм	$L_{mov}$ , нм	$\lambda_e$ , нм
$x = 0.15$	0.64633	0.007	0.50	0.080	$32 \cdot 10^3$	15	18	5.40	$2.3 \cdot 10^{16}$	-0.035	13	300	59
$x = 0.20$	0.64641	0.020	0.45	0.150	$20 \cdot 10^3$	8.1	17	5.33	$7.1 \cdot 10^{15}$	+0.012	20	200	55
$x = 0.32$	0.64663	0.030	0.45	0.320	$7 \cdot 10^3$	3.9	16	5.18	$2.5 \cdot 10^{14}$	+0.105	76	80	45

составом  $x = 0.20$  и обладал меньшей шириной запрещенной зоны по сравнению с исходным материалом. В результате происходило формирование двухслойной гетероструктуры, представляющей собой слой узкозонного полупроводника на поверхности исходного образца КРТ. Состав слоя и его толщина определялись из вольт-фарадных характеристик (ВФХ) методами, предложенными в [13]. Дополнительно параметры поверхностного слоя контролировались методом ИК-поглощения.

ВФХ структуры измерялись непосредственно в электрохимической ячейке по четырехэлектродной схеме при потенциостатическом задании электродного потенциала [3,14,15]. Измерения проводились на импульсном сигнале длительностью  $\sim 1.0$  мкс с усреднением значений не менее чем по 32 импульсам при каждом значении задаваемого потенциала. Кроме того, для каждого тестирующего импульса измерялась постоянная времени релаксации потенциала  $\tau(V)$  системы интерфейс электрод–электролит. По величине  $\tau(V)$  и измеренной емкости интерфейса  $C_{inf}(V)$  оценивалась величина шунтирующего сопротивления структуры  $R_{inf}(V) = \tau(V)/C_{inf}(V)$ .

ИК-поглощение измерялось на „сухой“ структуре при комнатной температуре в атмосфере сухого азота. Была применена оптическая схема с модуляцией монохроматического луча на частоте 10–15 Гц. Регистрация сигнала осуществлялась дифференциальным болометром с помощью моста переменного тока. Время накопления сигнала составляло до 32 секунд для каждого значения длины волны.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

#### 3.1. Методика формирования и электрофизические свойства гетероструктур с двумерным электронным газом

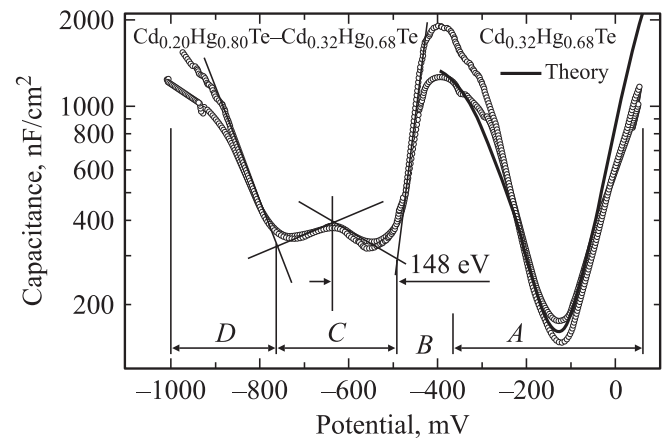
На рис. 1 представлены ВФХ поверхности КРТ-электрода для двух образцов, полученные при изменении электродного потенциала в потенциостатическом режиме, а также расчетная зависимость емкости ОПЗ от поверхностного потенциала для КРТ материала с составом  $x = 0.32$ . На характеристиках можно выделить

следующие области, соответствующие различным этапам формирования структуры.

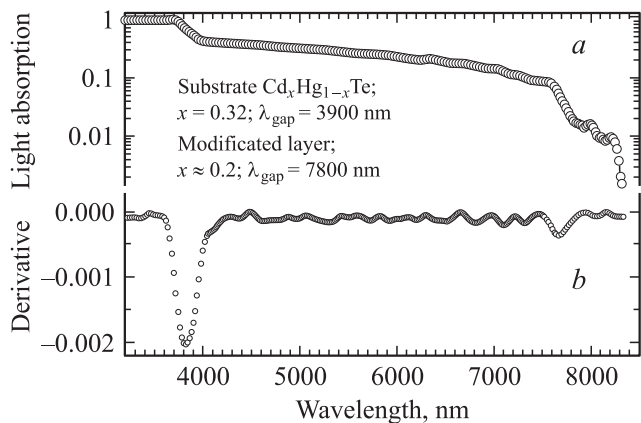
Область электродных потенциалов от +50 до -250 мВ соответствует поляризации КРТ-электрода, при которой происходит растворение поверхности электрода с сохранением исходного соотношения между всеми компонентами тройного соединения (область А на рис. 1). Об этом свидетельствует обратимость ВФХ и их соответствие изменению емкости ОПЗ в материале КРТ с исходным составом ( $x = 0.32$ ).

В области электродных потенциалов, меньших -250 мВ, комплексы ртути начинают разряжаться на поверхности КРТ-электрода, в то время как комплексы кадмия остаются устойчивыми и продолжают беспрепятственно уходить в электролит. При этом поверхность электрода обогащается ртутью. Этот процесс сопровождается перераспределением скачков потенциала на межфазной границе и резким необратимым падением емкости в области электродных потенциалов от -350 до -550 мВ (область В на рис. 1) с последующей стабилизацией ВФХ.

В диапазоне потенциалов от -600 до -750 мВ вновь наблюдается область обратимого изменения ВФХ (область С на рис. 1).



**Рис. 1.** Вольт-фарадные характеристики  $C_{inf}(V)$  системы КРТ–электролит для двух образцов. Теоретическая зависимость емкости ОПЗ КРТ ( $x = 0.32$ ) от поверхностного потенциала  $V_s$  смещена по потенциалу до совмещения с экспериментальными зависимостями  $C_{inf}(V)$  от электродного потенциала  $V$ .



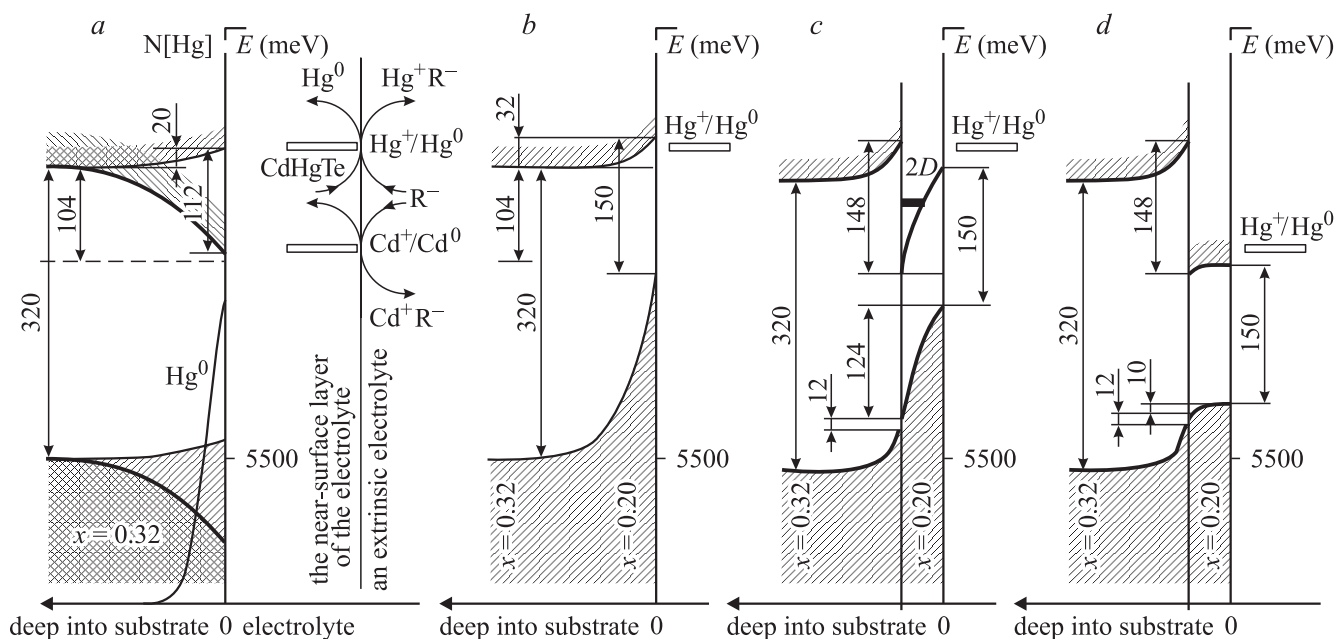
**Рис. 2.** Спектр ИК-поглощения структуры КРТ–подложка–модифицированный поверхностный слой (*a*); результат дифференцирования спектра ИК-поглощения (*b*).

При электродных потенциалах, меньших  $-800$  мВ, происходит необратимое разрушение материала электрода (область *D* на рис. 1).

Уменьшение емкости при переходе в область *C* и обратимый характер изменения ВФХ в этой области могут быть интерпретированы как возникновение устойчивой структуры, содержащей изолирующий слой. Оценка толщины этого слоя, полученная из экспериментальных значений емкости, дает величину  $36\text{--}41$  нм в предположении, что диэлектрическая постоянная слоя  $\epsilon_{sc}$  лежит в характерном для материала КРТ интервале (табл. 1). Отметим, что указанная толщина слоя сопоставима с длиной волны электрона  $\lambda_e$  в КРТ материале (табл. 1), что может являться причиной размерного квантования электронного газа в области обсуждаемого гетероперехода.

На рис. 2 приведены результаты измерения ИК-поглощения на сформированной структуре. На приведенном спектре (рис. 2, *a*) имеются две особенности при длинах волн  $3900$  и  $7800$  нм. Эти особенности свидетельствуют об образовании двухслойной структуры, состоящей из подложки, имеющей состав  $x = 0.32$ , и полупрозрачного слоя с составом  $x = 0.20$ . Толщина этого слоя, оцененная по поглощению с учетом коэффициента преломления в КРТ ( $n = 3.6$  [16]), составила от  $200$  до  $400$  нм, что в  $5$  раз превосходит толщину диэлектрического слоя, вычисленную из ВФХ. Результат дифференцирования кривой спектра поглощения приведен на рис. 2, *b*. Тонкая структура края спектра поглощения свидетельствует о существовании в области полупрозрачного слоя квантово-размерного электронного газа.

Полученные данные указывают на образование гетероперехода, который возникает на контакте подложки с поверхностным слоем КРТ, соответствующим составу  $x = 0.20$ . На рис. 3 пояснен процесс возникновения гетероструктуры. Поверхностный потенциал подложки задается электрохимической реакцией растворения  $\text{Cd}_{0.32}\text{Hg}_{0.68}\text{Te}$ . Изменение потенциала в процессе поляризации будет ограничено потенциалом разряда комплекса ртути на поверхности электрода с образованием атомарной ртути  $\text{Hg}^0$  (рис. 3, *a*), которая легко проникает в приповерхностный объем КРТ, изменяя его состав. Подобный процесс изменения состава КРТ ранее был описан в литературе [11,12]. Изменение состава КРТ электрода на поверхности приводит к изменению его коррозионного потенциала, что влечет за собой изменение поверхностного потенциала. Таким образом, в системе электролит– $\text{Cd}_{0.20}\text{Hg}_{0.80}\text{Te}$ – $\text{Cd}_{0.32}\text{Hg}_{0.68}\text{Te}$  фиксированными оказываются потенциа-



**Рис. 3.** Процесс формирования гетероструктуры и ее возможные типы. Обогащение поверхности подложки ртутью (*a*); варикозный тип (*b*); резкий смещенный (*c*) и несмещенный (*d*) гетеропереходы. По вертикали отложена энергия  $E$ , мэВ.

лы в объеме электрода ( $\text{Cd}_{0,32}\text{Hg}_{0,68}\text{Te}$ ) и на его поверхности ( $\text{Cd}_{0,20}\text{Hg}_{0,80}\text{Te}$ ). Зонная структура системы поверхностный слой состава  $\text{Cd}_{0,20}\text{Hg}_{0,80}\text{Te}$ –подложка состава  $\text{Cd}_{0,32}\text{Hg}_{0,68}\text{Te}$  соответствует либо варизонной (рис. 3, *b*), либо резкой гетероструктуре (рис. 3, *c, d*). Варизонный характер структуры противоречит данным ИК-поглощения (рис. 2) и образованию изолирующего слоя, который проявляется на ВФХ (рис. 1). В то же время модель резкого гетероперехода позволяет объяснить как наличие осцилляций вблизи края поглощения пленки (рис. 2, *b*), так и уменьшение емкости ВФХ в области *C* размерным квантованием электронного газа, локализованного в области разрыва энергетических зон на гетеропереходе.

Возвращаясь к рис. 1, отметим, что правая ветвь экстраполированного прямыми линиями участка ВФХ в области *C* отражает процесс формирования поверхностного слоя  $\text{Cd}_{0,20}\text{Hg}_{0,80}\text{Te}$ , а левая характеризует изменение полной емкости гетероперехода при его поляризации. Потенциал  $V_1 = -628$  мВ, соответствующий пересечению экстраполированных прямых ВФХ, отличается от потенциала несмещенного перехода  $V_2 = -480$  мВ на величину  $V = |V_1 - V_2| = 148$  мВ, что совпадает с величиной разрыва зон на гетеропереходе (рис. 3, *c*). Это позволяет утверждать, что процесс формирования поверхностного слоя  $\text{Cd}_{0,20}\text{Hg}_{0,80}\text{Te}$  (рис. 3, *a, b*) останавливается с появлением разрыва зон (рис. 3, *c*).

Таким образом, метод ИК-поглощения и метод ВФХ показывают, что при электрохимической модификации поверхности КРТ формируется гетероструктура, образуемая контактом двух областей КРТ различного состава. Возникающий на контакте разрыв энергетических зон приводит к димеризации электронного газа в области гетероструктуры. Важно отметить, что при обсуждаемом способе формирования гетероструктуры существенным обстоятельством является участие электронной подсистемы в процессе модификации КРТ-материала. Возникающий на поверхности исходного образца КРТ материал с  $x = 0.20$  имеет меньшую величину  $m_e^*$  и, соответственно, большую  $\lambda_e$  по сравнению с исходным материалом с  $x = 0.32$ . При этом формирование слоя состава  $x = 0.20$  вследствие электрохимической реакции растворения автоматически заканчивается, когда его толщина достигает величины порядка  $\lambda_e$ , и электронная подсистема в слое становится размерно-квантованной. В этом процессе наиболее существенную роль, на наш взгляд, могут играть следующие два механизма.

1. В образующемся материале  $\lambda_e \gg a_0$ . Это приводит к тому, что плотность вероятности нахождения электрона, приходящаяся на отдельный атом, оказывается малой и, как следствие, электрохимический процесс, обусловленный электронно-атомным взаимодействием и приводящий к формированию нового состава материала, замедляется.

2. Электрон локализуется на уровне размерного квантования, в результате чего происходит дополнительное уменьшение электронной плотности у поверхности, и вероятность электронного обмена еще более снижается.

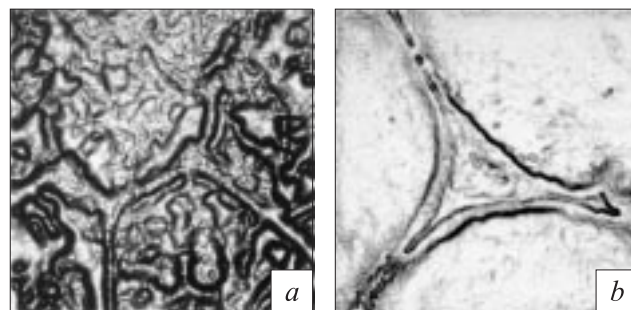
По-видимому, оба механизма, связанные с волновой природой электрона, ингибируют электрохимические реакции, что позволяет формировать слои с толщиной, сопоставимой с  $\lambda_e$  в данном материале.

### 3.2. Методика формирования и свойства одномерного проводника

Одномерная (1D) электронная квантовая структура (квантовая проволока) формировалась путем электрохимической модификации подложки КРТ ( $x = 0.32$ ) при одновременном воздействии ультразвуковых колебаний на межфазную границу, которые вызывают образование вихревых микропотоков электролита на границе. Эти потоки обеспечивали сильную латеральную неоднородность условий протекания электрохимической реакции за счет локального снятия диффузионных ограничений, что способствовало дополнительному уходу кадмия в раствор с образованием геометрических микро неоднородностей. Эти неоднородности в свою очередь стабилизировали формирующие их вихревые потоки. В результате, наряду с описанной в разд. 3.1 модификацией состава КРТ в области контакта двух микропотоков электролита происходило формирование протяженных областей материала КРТ, состав которых соответствовал  $x < 0.20$ .

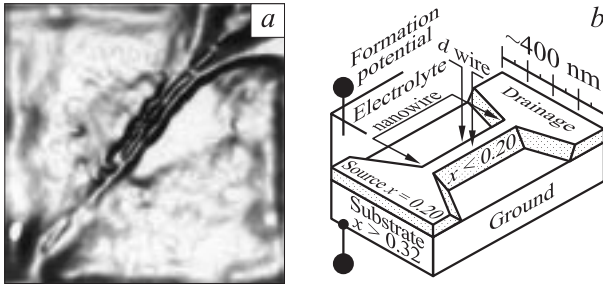
Таким образом, в самостабилизируемых условиях электрохимической реакции, которые, по нашему мнению, имеют определенную аналогию с образованием ячеек Бенара–Тейлора, представляющих типичный пример самоорганизации [17], происходило формирование сотоподобной структуры, представленной на рис. 4. На начальном этапе формирования возникали „узлы“ (см. рис. 4, *b*) с характерным поперечным размером геометрических неоднородностей, содержащих протяженные фрагменты размером менее 5 мкм.

В области сужения нитевидных фрагментов („усах“) структуры (рис. 5, *a*) возникала одномерная квантовая проводимость при условии дополнительного „сжатия“ электронного газа электрическим полем за счет внешней поляризации. При этом длина образованной квантовой проволоки, как фрагмента сотоподобной структуры



**Рис. 4.** Микрофотографии: фрагмент „сотоподобной структуры“ на заключительной стадии ее эволюции (*a*); узел сотоподобной структуры площадью  $S_{knot} = 10^{-4}$  см<sup>2</sup> (*b*). Снимки выполнены в электролите в синем свете GaN-светодиода.





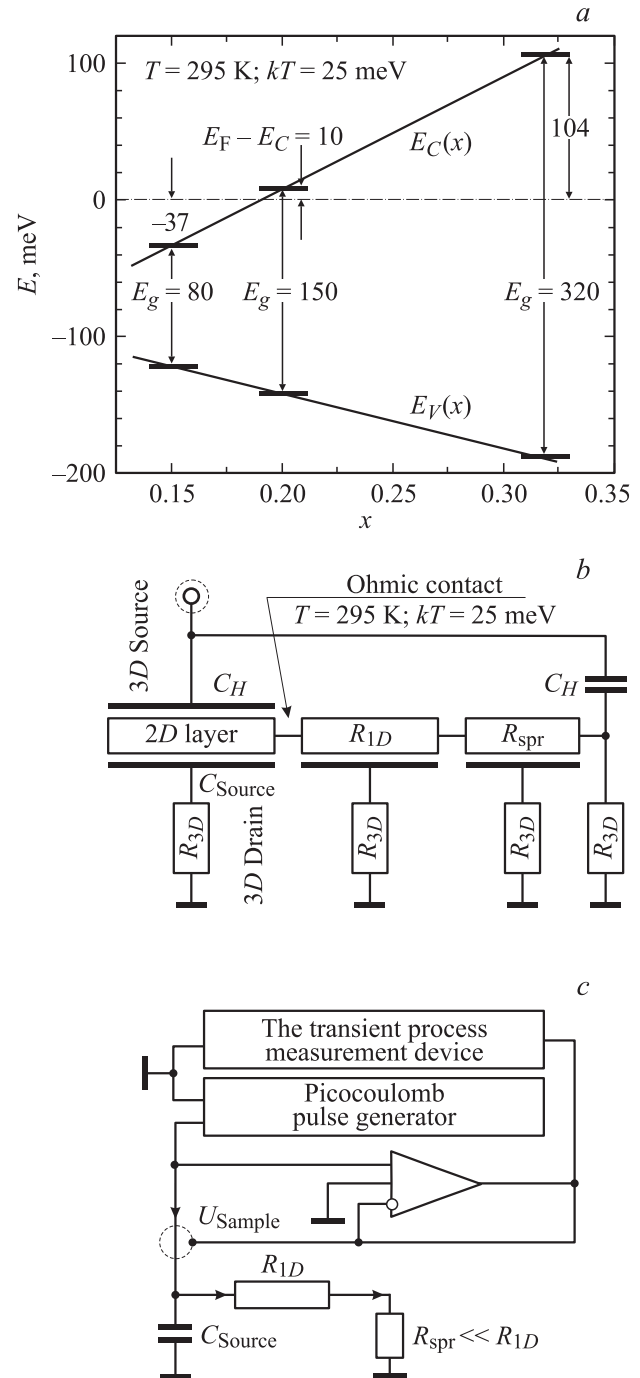
**Рис. 5.** Микрофотография нитевидного фрагмента узла сотоподобной структуры (а); эскиз фрагмента нитевидной структуры, содержащего квантовую проволоку (b).

(рис. 5), была сопоставима с длиной свободного пробега электронов в  $\text{Cd}_{0.15}\text{Hg}_{0.75}\text{Te}$  ( $L_{mov} = 300$  нм при комнатной температуре). Это обеспечивало баллистический перенос электронов по проволоке.

Возможность выделения одномерной проводимости из общего импеданса структуры, представленного в измерениях  $C_{inf}(V)$  и  $R_{inf}(V)$ , и, в частности, проводимости фрагмента сотоподобной структуры основана на следующем. Элементы структуры, представленные материалами КРТ составов  $x = 0.32$  и  $x \approx 0.20$ , оказываются разделенными между собой потенциальными барьерами, высота которых при комнатной температуре существенно превышает величину  $kT \approx 25$  мэВ (рис. 6, а). В то же время потенциальные барьеры между элементами структуры с составами  $x \approx 0.20$  и  $x \leq 0.2$  оказываются меньше  $kT$ , и контакт между ними является омическим. На рис. 6, b приведена электрическая эквивалентная схема фрагмента структуры, содержащей квантовую проволоку, и схема цепи измерений проводимости по методу релаксации потенциала (рис. 6, c). Квантовая проволока на этой схеме представлена импедансом, включающим сопротивление  $R_{1D}$ , зашунтированное распределенной емкостью  $C_{1D}$  (на рисунке не показана). Роль „входного“ контакта (3D-источка) играл вспомогательный формирующий платиновый электрод, помещенный в объем электролита, а „выходного“ контакта (3D-стока) — объем исходного образца КРТ. При этом электрический заряд, сообщаемый узлу сотоподобной структуры, стекает через последовательно соединенные импедансы квантовой проволоки и импеданс „растекания“  $Z$ .  $Z$  представляет собой комбинацию сопротивлений областей  $\text{Cd}_{0.20}\text{Hg}_{0.80}\text{Te}$  и  $\text{Cd}_{0.32}\text{Hg}_{0.68}\text{Te}$  ( $R_{spr} = R_{2D} + R_{3D} \approx R_{2D}$ ) и емкости гетероструктуры  $C_{source} = C_{2D} \cdot S_{knot} = 200 \pm 10$  пФ, где  $C_{2D} = \sum C_{quant}$  — удельная емкость системы квантовых уровней,  $S_{knot}$  — площадь узла сотоподобной структуры. Емкость  $C_H$  представляет емкость электролитического контакта (емкость слоя Гельмгольца), которая составляет  $C_H \approx 10^4$  нФ/см<sup>2</sup> [3,14].

Одномерная проводимость может быть определена путем измерения времени релаксации (растекания) подаваемого на систему заряда по формуле:  $G = C_{source}/\tau = -\alpha(C_{source}/t_i)$ , где  $t_i$  — длитель-

ность тестирующего импульса измерительной установки;  $\alpha = \ln(U(t)/U_0) < 0$ ,  $U(t)$  — измеряемая функция релаксации потенциала структуры при воздействии на нее тестирующего импульса,  $U_0$  — масштаб измерения;  $\tau = R_{1D} \cdot C_{source} \approx 2.3 \cdot 10^{-6}$  с — постоянная вре-



**Рис. 6.** Положение дна зоны проводимости и вершины валентной зоны относительно уровня Ферми в зависимости от состава материала  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , определяющие электрические свойства контактов между элементами структуры (а); электрическая эквивалентная схема фрагмента структуры, содержащей квантовую проволоку (b); схема цепи измерения проводимости по методу релаксации потенциала (c).

**Таблица 2.** Расчетные значения энергии и плотности электронов в квантовых подзонах в Cd<sub>0.2</sub>Hg<sub>0.8</sub>Te-материале, комнатная температура

$V_s,$ В	$\frac{E_i - E_F}{e},$ мВ	$E_i - E_F,$ $k_0T$	$n_i,$ $\text{см}^{-2}$	$R_{spr},$ Ом	$C_{quant},$ $\text{нФ/см}^2$
0.025	71	2.7	$0.9 \cdot 10^{10}$	34 800	0.62
0.050	66	2.5	$1.5 \cdot 10^{10}$	20 000	0.66
0.100	23	0.9	$4.5 \cdot 10^{10}$	6 800	0.80
0.150	0	0.0	$11.0 \cdot 10^{10}$	2 800	1.10
0.200	-28	-1.1	$21.0 \cdot 10^{10}$	1 440	1.20

мени, связанная с растеканием заряда через одномерную структуру (рис. 6, *b, c*). При этом электрофизические характеристики всех других областей структуры будут оставаться неизменными, так как их постоянные времени много больше указанного значения  $\tau$ .

Значения сопротивлений растекания по квантовым подзонам оценивались по формуле

$$R_{spr} = 1/(e \cdot \mu_e \cdot N_i),$$

где подвижность  $\mu_e \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  принята равной объемной подвижности для Cd<sub>0.20</sub>Hg<sub>0.80</sub>Te-материала [5,6,8]; величины  $N_i$  были получены из самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона для полупроводников с непараболическим законом дисперсии для зоны проводимости по методике, предложенной в работе [18]. В табл. 2 приведены значения энергии и плотности электронов, локализованных на квантовых подзонах, а также даны результаты оценки  $R_{spr}$  и  $C_{quant}$ , необходимые для анализа используемой эквивалентной схемы. Из приведенных данных видно, что при поверхностном потенциале 150 мВ, совпадающем со значением потенциала на смещенном гетеропереходе (см. разд. 3.1), весь электронный заряд локализован на 1-ом квантовом уровне, который при этом потенциале пересекает уровень Ферми.

Величина сопротивления квантовой проволоки определялась из соотношения [2]

$$R_{1D} = h/(n \cdot 2e^2) = 12.9/n \text{ кОм},$$

$n = 1, 2, 3, \dots$  Из сопоставления величин  $R_{1D}$  и  $R_{spr}$  следует, что  $R_{spr} \ll R_{1D}$  при всех достижимых значениях  $n$ .

Величина емкости квантовой проволоки оценивалась по следующей приближенной формуле [1]:

$$C_{1D} = e^2 \Gamma_i / (E_i - E_F),$$

где  $\Gamma_i$  — концентрация электронов в  $i$ -й одномерной квантовой подзоне с энергией  $E_i$ .

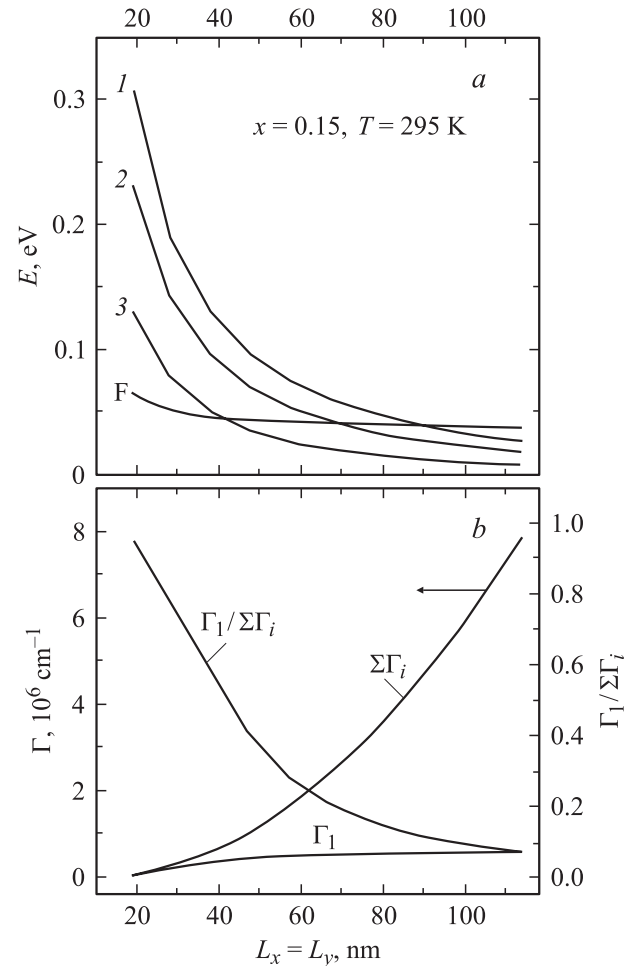
Для количественной оценки параметров  $\Gamma_i$  и  $E_i$  была выбрана модель одномерного квантового проводника в виде прямоугольного бруска КРТ с составом  $x = 0.15$

и линейными размерами  $L_x$  и  $L_y$  (по координатам  $x$  и  $y$  соответственно) порядка длины волны электрона ( $\lambda_e = 59 \text{ нм}$ ). При расчете был использован неквадратичный закон дисперсии для электронов зоны проводимости в виде [6]

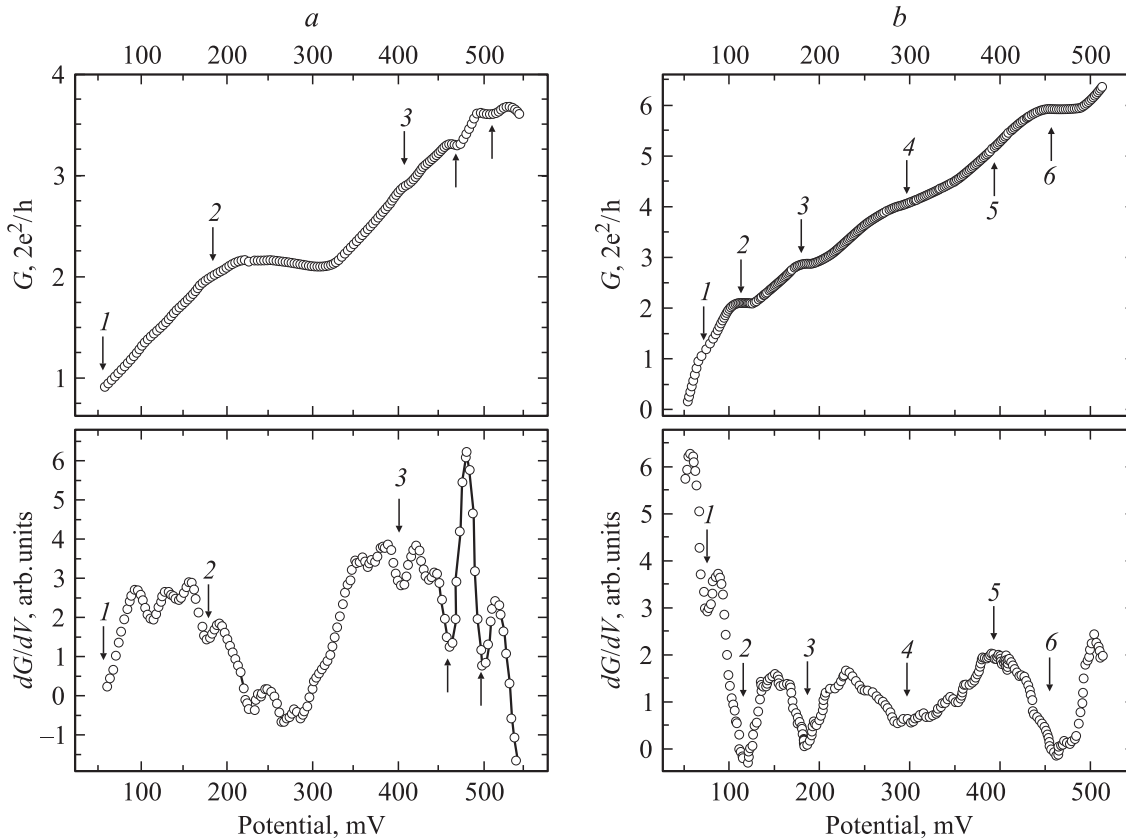
$$k^2(E) = \frac{1}{P^2} \frac{(E - E_0)(E - E_0 + E_g)(E - E_0 + E_g + \Delta)}{(E - E_0 + E_g + 2/3 \cdot \Delta)},$$

где  $k$  — квазиволновой вектор,  $P$  — матричный элемент оператора квазиимпульса,  $E_0 = \hbar^2 k^2 / (2m_0)$  — энергия свободного электрона,  $\Delta$  — величина энергии спин-орбитального расщепления.

В одночастичном приближении Хартри волновые функции могут быть представлены в виде  $\varphi(x, y, k_z) \exp(ik_z z)$ , где  $\varphi(x, y, k_z)$  — огибающая волновой функции, описывающая квантовые подзонные электронные состояния  $E_i(k_z)$ ,  $x \in [0, L_x]$ ,  $y \in [0, L_y]$ ,  $z \in [-\infty, +\infty]$ . В общем случае найти значения энергии связанных электронных состояний  $E_i(k_z)$  можно из уравнения Шредингера, которое в отсутствие внешнего



**Рис. 7.** Зависимости энергий квантовых подзон (*a*) и концентраций электронов в квантовых подзонах (*b*) от геометрических размеров квантовой проволоки  $L_x$  и  $L_y$ . F —  $E_F$ , 1 —  $E_1$ , 2 —  $E_2$ , 3 —  $E_3$ .



**Рис. 8.** Зависимости проводимости  $G(V)$  в единицах  $2e^2/h$  от напряжения на формирующем вспомогательном электроде для двух „усов“, содержащих квантовую проволоку, и их производные.

электрического поля имеет вид

$$\begin{aligned} -\frac{\partial^2 \varphi(x, y, k_z)}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi(x, y, k_z)}{\partial y^2} \\ = [k^2(E_i(k_z)) - k_z^2] \varphi(x, y, k_z). \end{aligned}$$

Из решения этого уравнения следует, что максимальное расстояние между квантовыми уровнями в проволоке достигается при  $L_x = L_y$ . Отношение количества носителей в первой квантовой подзоне к общему количеству электронов, а также концентрация электронов в квантовых подзонах показаны на рис. 7.

При  $L_x = L_y = \lambda_e = 59$  нм, используя данные рис. 7 и формулу для  $C_{1D}$ , можно оценить величину емкости квантовой проволоки. В пределе заполнения одной квантовой подзоны  $C_{1D} = 1.1$  пФ/см, а при заполнении трех квантовых подзон  $C_{1D} = 3.4$  пФ/см. Сравнивая значения емкостей, отмеченных на эквивалентной схеме, с емкостью квантовой проволоки, видно, что последней можно пренебречь. По этой причине емкость  $C_{1D}$  не показана на схеме рис. 6, с.

На рис. 8 приведены зависимости проводимости от напряжения на полевом электроде  $G(V) = n(2e^2/h)$ , выраженные в числе квантов одномерной проводимости  $n$  для двух образцов квантовой проволоки. На зависимостях  $G(V)$  отчетливо проявляются несколько первых

ступенек (рис. 8, *a, b*) для каждого из образцов. На рис. 8, *b* приведена зависимость, соответствующая максимально достигнутой точности измерения потенциала релаксации  $U(t)$ . Недостаток указанной точности приводит (рис. 8, *a*) к слабому разрешению первой ступеньки и деформации кривой  $G(V)$  при больших значениях числа квантов проводимости  $n$ . Анализ соответствующих производных показывает, что  $G(V)$  зависимости имеют более сложную структуру, нежели  $n(2e^2/h)$ . Последнее можно связать с процессами квантовой интерференции между сопряженными с узлом „усами“, либо эффектами дробного квантования [2].

## 4. Заключение

Таким образом, в системе КРТ–электролит при соответствующем выборе электролита и режима поляризации могут быть сформированы структуры, в которых проявляются квантовые свойства как двумерного, так и одномерного электронного газа при комнатной температуре. При этом в формировании таких структур существенную роль могут играть процессы самоорганизации (самосборки). Полученные результаты показывают возможности применения системы полупроводник–электролит для формирования низкоразмерных квантовых структур с использованием эффекта поля в элек-

тролите как в качестве формирующего фактора, так и в качестве метода контроля *in situ* за процессами формирования таких структур.

Работа выполнена в рамках программы „Университеты России“, грант УР.06.01.021 (2004 год).

Авторы выражают благодарность за плодотворные дискуссии prof. R. Compara (Brussels, Belgium), prof. M.J. Kelly (University of Surrey, UK), prof. A. Forchel (Wuerzburg), prof. V.I. Safarov (University Aix-Marseille, France).

## Список литературы

- [1] M.J. Kelly. *Low-dimensional semiconductors. Materials, Physics, Technology, Devices* (Oxford, Clarendon Press, 1995).
- [2] T. Ando, Y. Arakawa, K. Furuya, S. Komiyama, H. Nakashima. *Mesoscopic Physics and Electronics* (Springer Verlag, Berlin-Heidelberg, 1998).
- [3] П.П. Коноров, А.М. Яфясов. *Физика поверхности полупроводниковых электродов* (СПб., Изд-во СПб. ун-та, 2003) гл. 6, с. 111.
- [4] А.М. Яфясов, П.П. Коноров, В.Б. Божевольнов. В сб.: *Фундаментальные исследования новых материалов и процессов в веществе* (М., Изд-во МГУ, 1994) с. 129.
- [5] *Semiconductors and Semimetals. Mercury Cadmium Telluride* / Ed. by R.K. Willardson, A.C. Beer (N.Y. A.P.) **18**, 388 (1981).
- [6] R. Dornhaus, G. Nimts. *Springer Tracts in Modern Phys.*, **98** (1), 309 (1983).
- [7] M.W. Scot. *J. Appl. Phys.*, **43**, 1055 (1992).
- [8] J.C. Shim, Y.G. Kim, Y.T. Song, J.K. Hong, S.U. Kim, M.J. Park. *J. Cryst. Growth*, **214/215**, 260 (2000).
- [9] V. Sakashito, B. Lochek, H.H. Streblov. *J. Electroanal. Chem.*, **140**, 75 (1982).
- [10] D.R. Rhiser, R.E. Kvaas. *J. Vac. Sci. Technol.*, **21**, 168 (1982).
- [11] R. Kumaresan, S. Moorthy Babu, P. Ramasamy. *J. Cryst. Growth*, **198/199**, 1165 (1999).
- [12] Jong-Hwa Choi, Hee Chul Lee. *Semicond. Sci. Technol.*, **17**, 266 (2002).
- [13] И.М. Иванкив, А.М. Яфясов, В.Б. Божевольнов, А.Д. Перепелкин. *ФТП*, **35** (5), 546 (2001).
- [14] М.Д. Кротова, Б.И. Лендцнер, Л.Л. Кноу, Ю.В. Плесков. *Электрохимия*, **5**, 291 (1969).
- [15] Ю.Я. Гуревич, Ю.В. Плесков. *Фотоэлектрохимия полупроводников* (М., Наука, 1983) с. 312.
- [16] И.М. Несмелова. *Оптические свойства узкощелевых полупроводников* (Новосибирск, Наука, 1992) с. 158.
- [17] Г. Николис, И. Пригожин. *Познание сложного* (М., Мир, 1990) с. 339.
- [18] А.М. Yafyasov, I.M. Ivankiv, V.B. Bogevolnov. *Appl. Surf. Sci.*, **142**, 629 (1999).

Редактор Л.В. Беляков

## Two- and one-dimensional quantum nanostructures forming in a CdHgTe–electrolyte system

V.B. Bogevolnov, A.M. Yafyasov, P.P. Konorov

Saint Petersburg State University [Institute of Physics],  
198504 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The experimental method and calculations performed have shown that the structures having properties of the two- and one-dimensional quantum electronic gas at the room temperature can be created on the base of (CdHg)Te compounds in a semiconductor–electrolyte system. Method of obtaining quantum-size structures using a semiconductor–electrolyte system as well as the way of controlling these structures directly during the process are being considered.