

07;13

## Локальная эмиссионная спектроскопия микрозерен антимонида индия

© Н.Д. Жуков, Е.Г. Глуховской, Д.С. Мосияш

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
Саратов  
E-mail: ndzhukov@rambler.ru

Поступило в Редакцию 27 мая 2015 г.

На туннельном микроскопе в режиме полевой эмиссии на выбираемых локально микрозернах поверхности антимонида индия исследованы спектры плотности и параметры уровней электронных состояний. Методом соответствия вольт-амперных характеристик и формулы для вероятности эмиссии через уровни найдены значения энергии их активации ( $\psi$ ) и времени жизни ( $\tau$ ) электронов на них. Идентифицированы несколько уровней электронной локализации в приповерхностной зоне микрозерна  $i$ -InSb с параметрами:  $\psi \sim 0.73, 1.33, 1.85, 2.15, 5.1$  eV;  $\tau \sim 5 \cdot 10^{-8} - 3 \cdot 10^{-7}$  s. Предложена физическая модель — локализация „легких“ электронов за счет кулоновского взаимодействия и их размерное квантование в приповерхностной зоне, определяемое эффективной массой, энергией, концентрацией электронов, радиусом кривизны поверхности микрозерна.

Значительное место в исследованиях полупроводниковых квантово-размерных структур занимают квантовые точки (КТ), формируемые в виде выступов зерен на поверхности ( $A_3B_5$ , кремний) и коллоидных суспензий ( $A_2B_6$ ). КТ представляют собой объемно-геометрические объекты, сопоставимые по размерам с длиной волны де Бройля для электрона  $\lambda$ , определяющей плотность вероятности нахождения объекта в заданной точке конфигурационного пространства [1]. Поскольку для

подавляющего большинства материалов  $\lambda \sim 1$  nm, а в КТ не более  $10^2 - 10^3$  атомов, количество размерно-квантованных (условно их можно назвать — „свободных“) электронов в КТ может исчисляться десятками или даже единицами. В этих случаях можно говорить о КТ, как о большом атоме [2]. При относительно большом числе „свободных“ электронов в КТ должны сочетаться процессы размерного квантования и электрон-электронного взаимодействия, относительный вклад которых определяется размерами, формой КТ и свойствами ее границ [3]. Увеличение числа „свободных“ электронов в КТ до сотен и более позволяет наблюдать такие интересные физические явления, как кулоновская блокада и кулоновские осцилляции, возникающие вследствие усиления электрон-электронного взаимодействия [2,3].

Среди полупроводников уникальным по квантово-размерным проявлениям является антимонид индия (InSb), который имеет экстремально низкие значения эффективной массы электрона [4]. Для него величины  $\lambda$  исчисляются десятками нанометров [1,4]. Частица с такими размерами имеет  $10^5 - 10^6$  атомов и соответственно много „свободных“ электронов.

Авторами данной статьи проводятся исследования на микрозернах поверхности полупроводников  $A_3B_5$  и установлены некоторые свойства, аналогичные получаемым для КТ [5,6]. В данной работе продолжены исследования в части детализации свойств локальной полевой эмиссии. Обоснования экспериментального метода приведены в наших работах [7,8]. Результаты измерений обрабатывались по общепринятым методикам: сканирующей зондовой микроскопии полупроводниковых материалов и наноструктур [9,10], с использованием программы Gwyddion, таблиц и построений графиков в формате Excel. Влияние адсорбированных на поверхности газов на результаты измерений оценивалось как несущественное [6–8].

Автоэмиссия из полупроводника может быть использована для исследований электронных свойств его поверхности [9,10]. При этом поверхностью полупроводника является слой, по толщине соответствующий величинам размером  $\lambda - (1-2)$  nm. В случаях больших величин  $\lambda$  (как для InSb) поверхностью будет слой толщиной соответственно до 100 nm. В этом случае необходимо говорить о проявлении электронных свойств не на поверхности, а в приповерхностном слое.

При анализе использованы варианты описания процессов эмиссии электронов из полупроводника с участием и без участия уровней локализованных электронных состояний. Эмиссия электронов с приповерхностных уровней происходит с вероятностью [11]

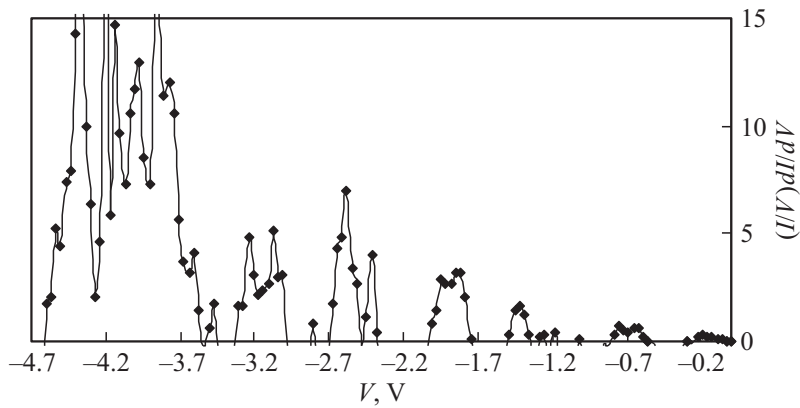
$\exp[-4\pi\psi^{3/2}(2m)^{1/2}/3hE]$ , где  $E$  — значения напряженности электрического поля в области эмиссии,  $\psi$  — величины барьера для электронов,  $m$  — эффективная масса электрона в полупроводнике,  $h$  — постоянная Планка. При больших величинах  $E$  вероятность опустошения уровней будет близка к единице, а ток эмиссии (насыщения) будет равен  $qN_S/\tau$ , где  $N_S$  — общее число уровней эмиссии (локализованных состояний),  $\tau$  — усредненное значение времени жизни электронов для каждого из уровней эмиссии,  $q$  — заряд электрона. Тогда выражение для тока примет вид

$$I = qN_S\tau^{-1} \exp[-4\pi\psi^{3/2}(2m)^{1/2}(3hE)^{-1}] = A \exp(-B/V). \quad (1)$$

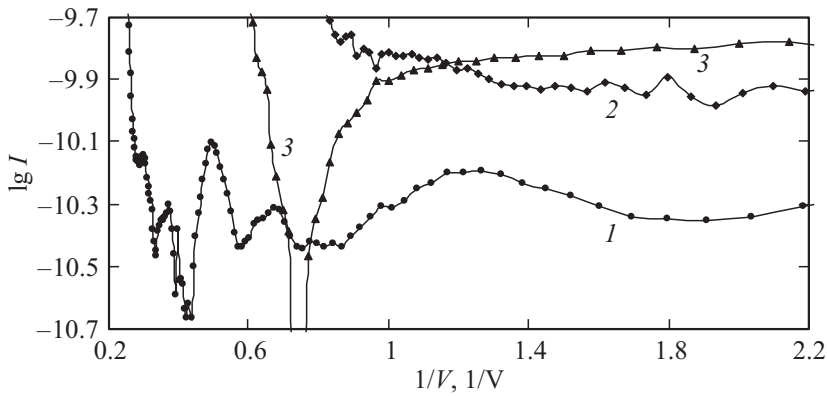
Формула (1) получена для случая одномерной модели, когда величину поля  $E$  можно принять равной  $V/d$ , где  $V$  — напряжение на зазоре,  $d$  — значения величин зазора между микрозерном и микрозондом. Условие применимости этой модели во всех случаях оценивалось и выполнялось: значения радиуса кривизны микрозерна и микрозонда много больше величины зазора между ними.

С учетом того что плотность состояний вблизи уровня Ферми в узкозонном легированном электронном полупроводнике практически постоянна, выражение для дифференциала величин эмиссионного тока может быть представлено в виде, аналогичном случаю для туннелирования из металла [9,12]:  $dI \propto \rho_s(\epsilon)d\epsilon$ , где  $\rho_s$  — плотность состояний в материале исследуемого образца,  $\epsilon$  — энергия электрона. В этом случае зависимость производной тока от напряжения  $dI/dV$  определяется плотностью состояний  $\rho_s$  в энергетическом спектре образца.

На рис. 1 приведена характеристика спектра плотности состояний для образца антимионида индия с проводимостью, близкой к собственной, —  $i$ -InSb (концентрация электронов  $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). Картина принципиально отличается от получаемых для полупроводников группы  $A_3B_3$  — GaAs [12],  $n$ -InSb и  $n$ -InAs [5], для которых наблюдаются один или два пика, идентифицируемых как края зон, и для  $n$ -InSb и  $n$ -InAs — слабо выраженные дополнительные пики вне ширины запрещенной зоны. Для  $i$ -InSb (рис. 1) не наблюдается основной пик, и сильно выражены пики вне ширины запрещенной зоны. При освещении излучением красного светодиода спектральная картина становится похожей на полученные для образцов  $n$ -InSb и  $n$ -InAs [5]. При снятии облучения темновая характеристика восстанавливается.

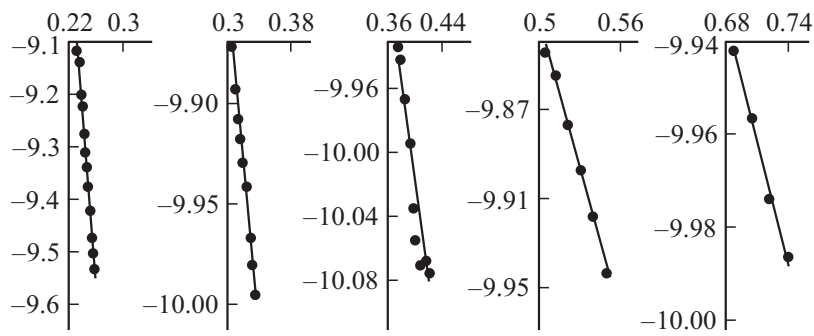


**Рис. 1.** Характеристика спектра плотности электронных состояний для микродисков образца  $i$ -InSb.



**Рис. 2.** ВАХ в координатах  $\lg I - 1/V$ : для образца  $i$ -InSb (кривая 1) и для сравнения —  $n$ -InAs (кривая 2),  $n$ -GaAs (кривая 3).

Для образца  $i$ -InSb характерным для ВАХ было поведение, отображенное на рис. 2 (кривая 1). Поскольку величины тока экстремально малы, специально исследовался вопрос о достоверности их измерений. При этом проводились аналогичные исследования на разных образцах



**Рис. 3.** ВАХ для образца  $i$ -InSb в координатах  $(\lg I - 1/V)$  на отдельных участках. На каждом из фрагментов: по горизонтальной оси — значения  $1/V$  ( $1/V$ ), по вертикальной —  $\lg I(I, A)$ .

и в разных режимах. Для сравнения на рис. 2 приведены ВАХ примерно в тех же пределах величин тока для  $n$ -InAs и  $n$ -GaAs.

Как видно из рис. 2 (кривая 1), ВАХ имеют несколько явно выраженных участков характерных изменений тока. Построение кривых на этих участках в интервалах роста тока (рис. 3) показало хорошее соответствие формуле (1). Интерпретируя каждый из участков формулой (1), были определены параметры  $\psi_J$  и  $qN_{SJ}/\tau_J$  ( $J$  — номер участка).

Из соответствия экспериментальных (рис. 3) ВАХ формуле (1) на нескольких участках, а также, судя по характеристикам плотности электронных состояний (рис. 1), можно утверждать, что эмиссия электронов для исследованных образцов происходит через уровни локализованных электронных состояний, а сам процесс эмиссии является двухэтапным: из зоны проводимости — на локализованные уровни, а с них — на вакуумный уровень. При этом на ВАХ отобразится лимитирующий процесс. Эмиссия с уровней — безынерционна [11], а процесс заполнения уровней имеет значительно меньшую скорость, определяемую временем жизни в локализованных состояниях  $\tau$ . Это означает, что ВАХ должны отражать процесс заполнения локализованных состояний и их параметры — время жизни в локализованных состояниях  $\tau$  и энергию их уровня  $\psi$ , отсчитанную от уровня Ферми. В предположении, что приповерхностная зона является слоем толщиной  $\lambda$ , можно вычислить суммарный заряд в нем

Сводка параметров аппроксимации ВАХ формулой (1)

$V_J, \text{V}$	1.4	1.9	2.6	3.2	4.2
$B_J, \text{V}$	2.07	5.04	8.45	10.1	38.4
$\psi_J, \text{eV}$	0.73	1.33	1.85	2.15	5.1
$A_J, \text{nA}$	0.5	1.8	2.5	3.3	—
$\tau_J, \mu\text{s}$	0.3	0.1	0.07	0.05	—

$qN_S \sim 2/3\pi qR_S^2\lambda N_C$ , где  $N_C = 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  — плотность электронных состояний в зоне проводимости InSb [13], и по его величине и значениям  $qN_S\tau^{-1}$  — оценить  $\tau$ . По значениям  $\tau$  и величинам тока для конкретных точек ВАХ определяются величины заряда и число электронов эмиссии.

Полученные экспериментально (рис. 3) при экстраполяции ВАХ формулой (1) параметры приведены в таблице.

Значения  $\psi_J$  находятся в пределах величины электронного сродства для InSb ( $\sim 5 \text{ eV}$ ), а  $\tau_J$  — минимум, на порядок больше времени жизни равновесных электронов в зоне проводимости [13]. Вычисленное максимальное число электронов эмиссии  $\sim 100$ .

Судя по характеру ВАХ (рис. 2), на процесс тока при его малых значениях накладывается влияние перезарядки наноконденсатора, образованного приповерхностным слоем локализованного заряда [6]. Эмиссионный процесс происходит на стадии разряда наноконденсатора. Электроны объема полупроводника „прижимаются“ полем к поверхности, где за счет размерного квантования возникают электронные состояния в виде энергетических уровней. Протекание тока происходит в процессе перезарядки наноконденсатора: разряд — эмиссия через уровни локализованных состояний и в противотоке — разряд в  $RC$ -цепи. При этом установившийся для данного значения напряжения ток определится как разность  $Q_S(1/\tau - 1/t)$ , где  $Q_S$  — заряд емкости  $C_S$  при напряжении на наноконденсаторе  $V$ ,  $Q_S = C_S V$ ;  $t = (RC)^{1/2}$  — время разряда в  $RC$ -цепи.

При увеличении  $V$  в приповерхностном слое толщиной  $\lambda$  происходит перераспределение заряда в состояния приповерхностной локализации. При этом состояния-уровни возникают по мере увеличения приповерхностного заряда. Емкость  $C_S$  увеличивается, ток растет. Для величины напряжения  $V_J$  „действует“ уровень  $\psi_J$  с характерным для него временем  $\tau_J$ . Поскольку  $\tau_J$  меньше  $10^{-6} \text{ s}$  (см. таблицу), а  $t = (RC)^{1/2}$  — больше  $10^{-5} \text{ s}$  ( $C > 10^{-17} \text{ F}$ ,  $R > 10^7 \Omega$ ), в этом случае

при разряде превалирует эмиссия. В интервале  $V_J$ , когда формируются состояния-уровни и их „действие“ мало, превалирует разряд в RC-цепи. Так возникает немонотонный характер ВАХ (рис. 2) в виде сильно искаженной синусоиды с амплитудами типа пиков. Интервалы между пиками примерно соответствуют интервалам между значениями  $\psi_J$  (см. таблицу). Величины пиков и провалов между ними определяются величинами  $V_J$ ,  $\psi_J$ , соотношениями времен  $\tau$  и  $t$  и степенью изменения емкости  $C$ . С увеличением  $V$  растут значения тока пиков, так как растут величины  $C$  и  $V$ . ВАХ при этом в основной части интервала величин напряжения не имеет характера, похожего на кулоновскую „лестницу“ для малоэлектронных квантовых точек.

Таким образом, в рамках модели эмиссии через электронные состояния идентифицированы несколько уровней локализации в приповерхностной зоне микрозерна.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-07-00255.

## Список литературы

- [1] Кубальчинский В.А. // СОЖ. 2001. Т. 7. № 4. С. 98–104.
- [2] Баграев Н.Т., Буравлёв А.Д., Клячкин Л.Е. и др. // ФТП. 2005. Т. 39. В. 6. С. 716–728.
- [3] Thornton T.J. // Rep. Progr. Phys. 1994. V. 57. P. 311–364.
- [4] Кюо С.-Н., Уи J.-М., Лин С.-J. // Nanoscale Res. Lett. 2013. V. 8 (69). P. 2–8.
- [5] Михайлов А.И., Кабанов В.Ф., Жуков Н.Д. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 12. С. 8–14.
- [6] Глуховской Е.Г., Жуков Н.Д. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 14. С. 47–53.
- [7] Жуков Н.Д., Глуховской Е.Г. // Нанотехника. 2014. № 2 (38). С. 127–131.
- [8] Жуков Н.Д., Глуховской Е.Г. // Тез. докл. X научно-практической конференции „Нанотехнологии — производству“. М.: Изд-во „Янус-К“, 2014. С. 144.
- [9] Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. Нижний Новгород: Институт физики микроструктур РАН, 2004. 110 с.
- [10] Рыков С.А. Сканирующая зондовая микроскопия полупроводниковых материалов и наноструктур. СПб.: Наука, 2001. 52 с.
- [11] Егоров Н.В., Шешин Е.П. Автоэлектронная эмиссия. М.: Интеллект, 2011. 703 с.
- [12] Tersoff J. // Phys. Rev. 1989. V. 40. P. 11 990.
- [13] Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М.: Мир, 1967.