

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского

С.В. Тихов, П.А. Шиляев

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДИОДОВ ШОТТКИ НА
ОСНОВЕ GaAs С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ**

Практикум

Рекомендовано методической комиссией физического факультета для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлениям подготовки 210600 – «Нанотехнология», 210601 - «Нанотехнология в электронике»

Нижегород
2010

УДК 621.38

ББК 22.379

Т–46

Т–46 С.В. Тихов, П.А. Шияев ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДИОДА ШОТТКИ НА ОСНОВЕ GaAs С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ: практикум – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2010. – 16 с.

Рецензент к.ф.-м.н., доц., **Э.В. Доброхотов**

В настоящей работе представлено описание квантовых размерных эффектов в гетеронаноструктурах GaAs/InGaAs. Рассмотрены особенности поведения диодов Шоттки на основе этих гетероструктур как фотоприемников излучения. Описаны методики измерения люксвольтовой характеристики и спектральной фоточувствительности диодов.

УДК 621.38

ББК 22.379

© Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского, 2010

Содержание

Введение	4
1. Энергетический спектр носителей в квантовой яме	5
1.1. Расчет энергетического спектра носителей заряда в квантовой яме	5
1.2. Экспериментальное изучение спектра носителей заряда в квантовой яме	11
2. Описание лабораторной работы	11
2.1. Образцы	11
2.2. Методика измерений	11
2.3. Задание	13
2.4. Контрольные вопросы	14
Литература	15

Введение

Квантово-размерные гетеронаноструктуры (ГНС) являются одними из наиболее распространенных объектов исследования и разработок в физике, технике и технологии полупроводников. На основе данных структур разработаны эффективные лазеры и фотоприемники для длин волн ИК-диапазона 1.3 и 1.55 мкм, на которых наблюдаются наименьшие потери излучения в среде передающей световой сигнал - в стекловолокне [1].

В зависимости от количества степеней свободы носителей заряда в таких гетероструктурах различают квантовые ямы (КЯ) – структуры с двумерным (2D) газом, квантовые нити – структуры с одномерным (1D) газом и квантовые точки (КТ), ограничение степеней свободы в носителей в которых происходит во всех трех измерениях (т.н. нульмерный (0D) газ) [2].

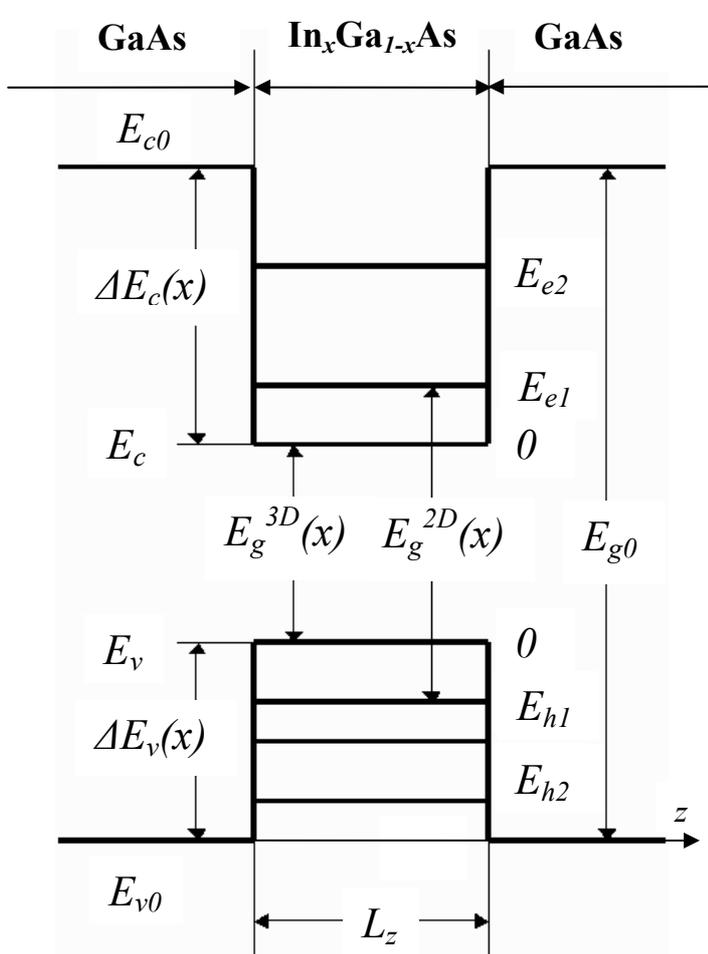
На основе гетеронаноструктур с КТ и КЯ создаются инжекционные лазеры (обычно делаются на основе p-n переходов) и фотоприемники на основе диодов Шоттки (ДШ).

Объектом исследования в данной работе являются диоды Шоттки, полученные на основе n-GaAs с КЯ InGaAs. КЯ в этих диодах создается путем внедрения слоя InGaAs толщиной L_z , сравнимой с длиной волны электронов $\lambda_c = h/(2m_n E_n)^{1/2}$ (h - постоянная Планка, m_n - эффективная масса электрона, E_n - энергия электрона) в полупроводнике GaAs. В данной структуре имеют место эффекты размерного квантования, связанные с ограничением движения электронов в одном направлении z (2D - газ).

1. Энергетический спектр носителей в квантовой яме

1.1. Расчет энергетического спектра носителей заряда в квантовой яме

Основным элементом гетероструктур различного типа является гетеропереход. Под гетеропереходом понимается контакт двух различных по химическому составу полупроводников, при котором кристаллическая решетка одного материала почти без нарушения периодичности переходит в решетку другого материала. Именно гетеропереход наиболее часто используется для создания систем с пониженной размерностью. Два последовательно расположенных гетероперехода типа GaAs / In_xGa_{1-x}As / GaAs образуют квантовую яму, если слой In_xGa_{1-x}As имеет толщину порядка длины волны носителей заряда λ_c . Равновесная энергетическая диаграмма такой структуры показана на рис.1 [3].



E_{c0} , E_{v0} – края зоны проводимости и валентной зоны GaAs; E_c , E_v – края зоны проводимости и валентной зоны для In_xGa_{1-x}As, E_{g0} – ширина запрещенной зоны GaAs; E_g^{3D} , E_g^{2D} – ширина запрещенной зоны In_xGa_{1-x}As и энергетический зазор между основным уровнем квантования в квантовой яме; E_{e1} , E_{e2} , E_{h1} , E_{h2} – основной и возбужденный уровни размерного квантования для электронов и тяжелых дырок соответственно; $\Delta E_c(x)$, $\Delta E_v(x)$ – разрывы зоны проводимости и валентной зоны на границах гетероперехода.

Рис. 1

Равновесная энергетическая диаграмма квантовой ямы InGaAs в GaAs

Тройной твердый раствор замещения $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ имеет меньшую ширину запрещенной зоны E_g^{3D} , чем GaAs, поэтому его внедрение в GaAs в виде прослойки приводит к образованию разрывов зоны проводимости $\Delta E_c(x)$ и валентной зоны $\Delta E_v(x)$, которые ограничивают движение электронов и дырок в направлении оси z (перпендикулярно границе гетероперехода). В данном случае образуются потенциальные ямы и для электронов и для дырок. Если толщина слоя внедренного узкозонного полупроводника будет сравнима с длиной волны дэ Бройля носителей заряда, то возникнет квантование спектра носителей и данный слой уже будет являться *квантовой ямой*.

Как и ширина запрещенной зоны, так и разрывы зон на границе гетероперехода зависят от состава твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В простейшем случае разрыв зоны проводимости можно рассчитать, используя правило Андерсона [4], согласно которому, разрыв зоны проводимости равен разности электронного сродства на границе гетероперехода:

$$\Delta E_c(x) = \chi_1 - \chi_2(x), \quad (1)$$

где χ_1 – сродство к электрону для GaAs, $\chi_2(x)$ – сродство к электрону для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Варьируя долю In в твердом растворе, можно варьировать разрывы зон на границе гетероперехода, а, следовательно, управлять глубиной квантовой ямы и энергетическим спектром носителей заряда. При определении свойств тройных и четверных соединений можно пользоваться обобщенным правилом Вегарда. При этом значения физических параметров сложного соединения представляют собой средние значения параметров двойных соединений, взятых с весом, пропорциональным их доле.

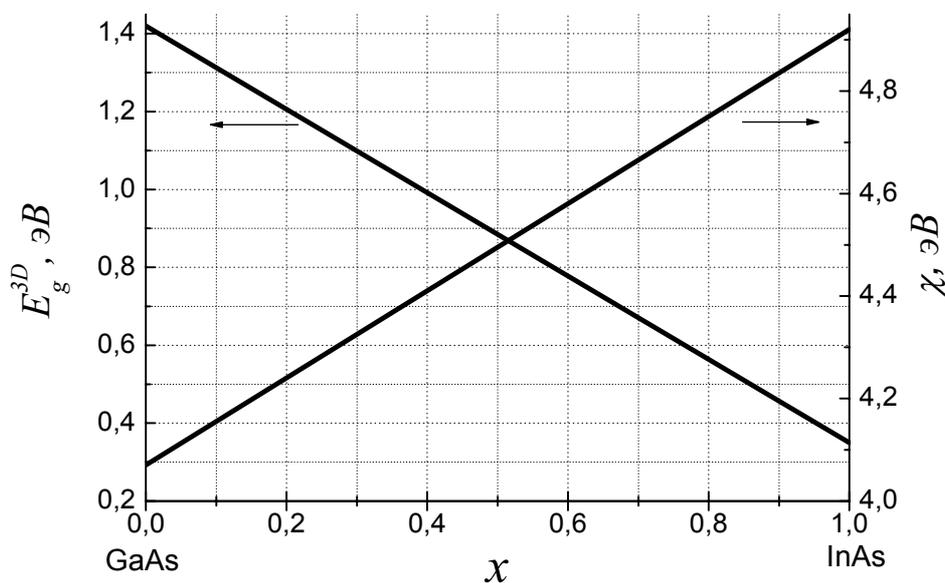


Рис. 2

Зависимость величины энергетического зазора E_g^{3D} , соответствующего прямому (Γ) минимуму зоны проводимости, и сродства к электрону χ от состава $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. При 300К для GaAs $E_g^{3D}=1,42$ эВ, $\chi=4,07$ эВ, для InAs $E_g^{3D}=0,35$ эВ, $\chi=4,92$ эВ

На рис. 2 приведена зависимость ширины запрещенной зоны E_g^{3D} массивного InGaAs в зависимости от величины x , полученная в ряде независимых экспериментов [1]. Видно, что эта зависимость линейна и дает возможность, по известному значению E_g^{3D} , определить состав твердого раствора или определить E_g^{3D} по известному значению x .

Определив разрывы зон можно определить глубину потенциальной ямы, в которой находятся носители заряда в гетероструктуре, и рассчитать их энергетический спектр. В первом приближении энергетический спектр электронов в яме произвольной формы может быть найден методом огибающих волновых функций [3] из решения одноэлектронного уравнения Шредингера

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + E_c(z) \right) \chi_n(z) = E_n \chi_n(z), \quad (2)$$

где функция $E_c(z)$ описывает профиль потенциальной ямы, $\chi_n(z)$ - огибающая волновая функция, E_n - энергетический спектр электронов в яме. В приближении квадратичного закона дисперсии (параболичность зон) полная энергия электронов в КЯ может быть записана в виде

$$E = \frac{\hbar^2}{m_e} (k_x^2 + k_y^2) + E_n. \quad (3)$$

Выражение (3) свидетельствует о наличии в КЯ двумерных подзон с квазинепрерывным энергетическим спектром. Значения E_n , соответствующие стационарным решениям уравнения (2), определяют размерно-квантованные энергетические положения для этих подзон, когда $k_x = k_y = 0$.

Решение уравнения Шредингера для простейшего случая прямоугольной КЯ с бесконечно высокими стенками является классической задачей квантовой механики. Хотя подобная модель не обеспечивает необходимой точности, она правильно отражает основные качественные особенности спектра фотолюминисценции и фоточувствительности в структурах с КЯ и часто бывает вполне достаточна для статистических расчетов. В этом случае [3]

$$k_z = \frac{\pi n}{L_z}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

$$E_n = E_{e1} n^2, \quad (5)$$

$$E_{e1} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e L_z^2}. \quad (6)$$

Из (3) и (6) видно, что в размерно-квантованном слое электрон *не может находиться на дне ямы*, а его минимальная энергия в С-зоне $E_{min} = E_c + E_{e1}$ что означает увеличение эффективной ширины запрещенной зоны на величину E_{e1} . Аналогичный эффект имеет место и в КЯ для дырок, для которых

$$E_{h1} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_h L_z^2}. \quad (7)$$

Ширина запрещенной зоны размерно-квантованного слоя

$$E_g^{2D}(x, L_z) = E_g^{3D}(x) + E_{e1}(x, L_z) + E_{h1}(x, L_z) . \quad (8)$$

При расчете спектра реальной КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ необходимо учитывать некоторые дополнительные обстоятельства. Реальные потенциальные ямы имеют глубину, которая обычно не превышает $0,2 \div 0,3$ эВ. Это величина соизмерима с энергией размерного квантования E_n . Для прямоугольной КЯ глубиной $\Delta E_c(x)$ значения k_z находятся из решения трансцендентного уравнения

$$k_z L_z = (n + 1)\pi - 2 \arcsin \frac{kh}{\sqrt{2m_e \Delta E_c}} , \quad (9)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$, а значения \arcsin берутся от 0 до $\pi/2$. Число подзон, которые могут находиться в КЯ конечной глубины, при этом оказывается конечным и они уже не располагаются на расстояниях от дна ямы, которые пропорциональны n^2 .

На рис. 3 приведены номограммы, связывающие значения E_{11}^{2D}, L_z и x в первом приближении.

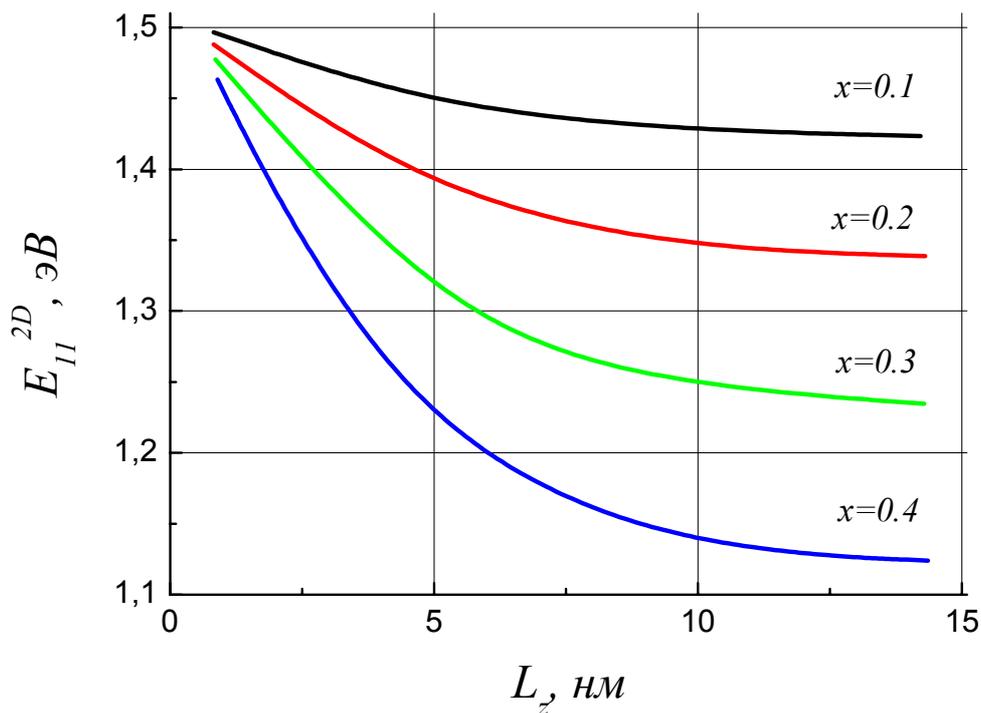


Рис. 3

Номограмма, связывающая значения энергии между первыми уровнями размерного квантования $E_{11}^{2D} = E_g^{2D}$ со значениями x и L_z

В глубокой яме может поместиться всего одна подзона. Значительное влияние на уширение E_g также оказывают упругие напряжения (постоянная решетки твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ примерно на 7% больше постоянной решетки GaAs), непараболичность зон, локализованные состояния в КЯ.

1.2. Экспериментальное изучение спектра носителей заряда в квантовых ямах

Эпитаксиальные гетеронаноструктуры (ГНС), используемые в данной работе, получены методом МОС-гидридной эпитаксии, который позволял варьировать x в интервале от 0 до 0,3. Возьмем предельно возможное значение $x=0,3$, тогда из рис. 2 для E_g^{3D} получим значение $\approx 1,1$ эВ. Эффект размерного квантования состоит в увеличении значения E_g^{2D} для данного химического состава ($x=0,3$) по сравнению с E_g^{3D} из-за ограничения перемещения носителей в одном направлении (см. уравнение (8)). В зависимости от толщины ямы L_z ($2 \div 10$ нм) при данном $x=0,3$ E_g^{2D} может измениться в пределах от 1,37 до 1,15 эВ соответственно.

Экспериментально эффект оказалось легко обнаружить по изменению спектров фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур с КЯ [3] при 77°К. На рис. 4 приведены экспериментальные зависимости интенсивности люминесценции I_L от энергии квантов $h\nu$ излучаемого света для гетероструктур с КЯ $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ ($L_z=10$ нм), локализованной в области пространственного заряда (ОПЗ) GaAs (уровень легирования $n_0=10^{16} \text{ см}^{-3}$) для образца n-GaAs.

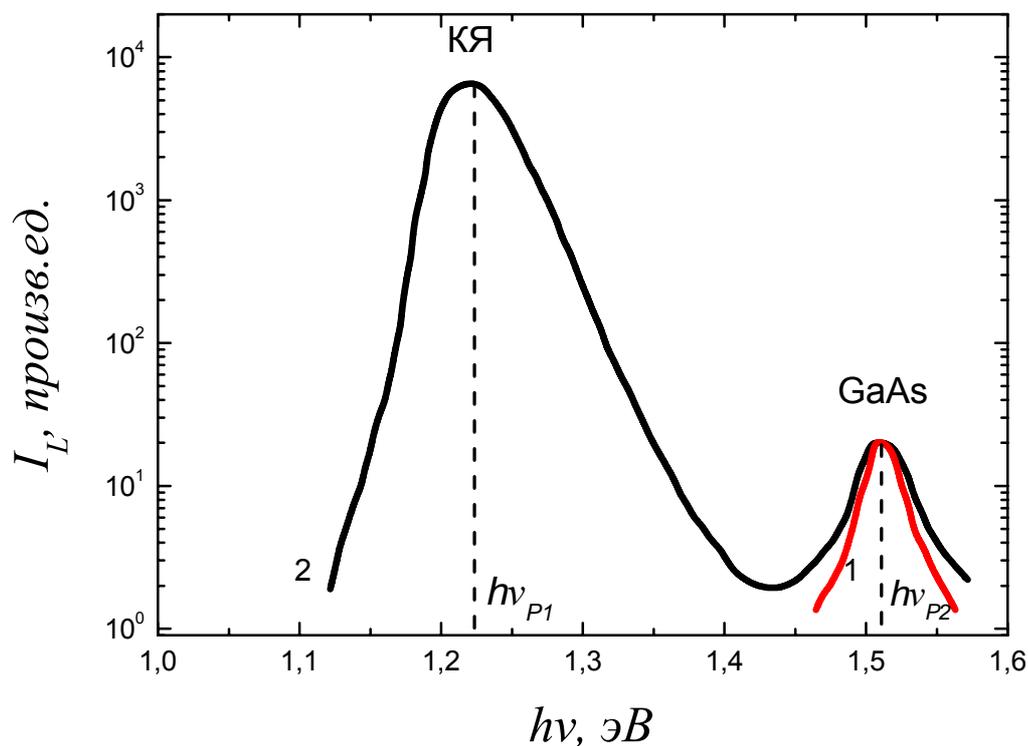


Рис. 4
Зависимость интенсивности фотолюминесценции I_L от $h\nu$.
1 - GaAs, 2 - $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ / GaAs

Известно, что при достаточно низком уровне легирования ($<10^{17} \text{ см}^{-3}$) и низком уровне фотовозбуждения [5] (это соблюдалось в опытах, иллюстрируемых рис. 4) энергия пика $I_L h\nu_p$ определяет эффективную ширину запрещенной зоны прямозонного полупроводника. Из рис. 4. видно, что $h\nu_{p2}=1,51 \text{ эВ}$ соответствует GaAs а $h\nu_{p1}=1,22 \text{ эВ}$ больше значения массивного E_g^{3D} $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (1,1 эВ). Этот результат может быть объяснен явлением размерного квантования в КЯ.

При комнатной температуре интенсивность фотолюминесценции в гетероструктуре InGaAs/GaAs сильно падает и в спектре фотолюминесценции часто отсутствует отклик от квантовая ямы. Поэтому в этих условиях эффект размерного квантования наиболее просто и удобно наблюдать по спектрам fotocувствительности S (ФЧ) диода Шоттки на основе гетероструктур с КЯ. На рис. 5 приведены зависимости fotocувствительности диода Шоттки на основе GaAs с КЯ с теми же параметрами (L_z , x и пространственной локализацией ГКЯ), какие использовались при получении спектра фотолюминесценции, представленного на рис. 4. На спектрах fotocувствительности обнаруживается отклик от КЯ уже при комнатной температуре: появляется ступеньки в примесной области, связанные с переходами между уровнями размерного квантования в КЯ. В этом случае значения E_g и уровней размерного квантования в КЯ могут быть определены по краю поглощения GaAs и InGaAs по критерию Мосса (на уровне $1/2$ от максимального значения fotocувствительности [6] GaAs и InGaAs).

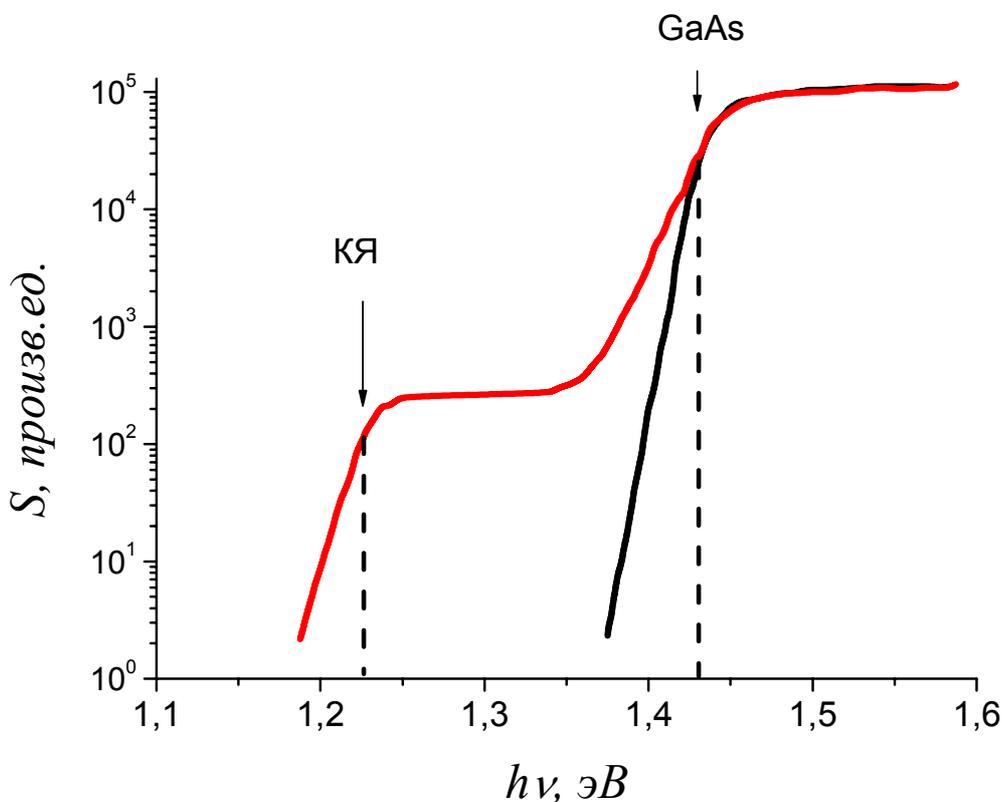


Рис. 5
Зависимость fotocувствительности S от $h\nu$:
1 - GaAs, 2- $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$

2. Описание лабораторной работы

2.1 Образцы

Измерения проводятся на диодах Шоттки (ДШ) Pd/n-GaAs/n⁺-GaAs/Sn без и с наличием в эпитаксиальной пленке n-GaAs КЯ InGaAs, располагающихся в пределах ОПЗ n-GaAs. Электрод из Pd, прозрачный для освещения (коэффициент пропускания света =80%, толщина =20 нм) служит блокирующим контактом. К n⁺-GaAs подложке создается омический контакт из Sn путем вжигания в электрическом разряде.

Количество КЯ и сведения о химическом составе, геометрии и уровне легирования n-GaAs даются преподавателем или лаборантом. Типичные значения: $Lz=2\div 10$ нм, $x=0,3$, число ям от 1 до 3, уровень легирования n-GaAs $n_o=10^{16}$ см⁻³, толщина эпитаксиального слоя GaAs ≈ 1 мкм, подложки n⁺-GaAs =150÷300 мкм. Схематический разрез образцов для измерений показан на рис. 6.

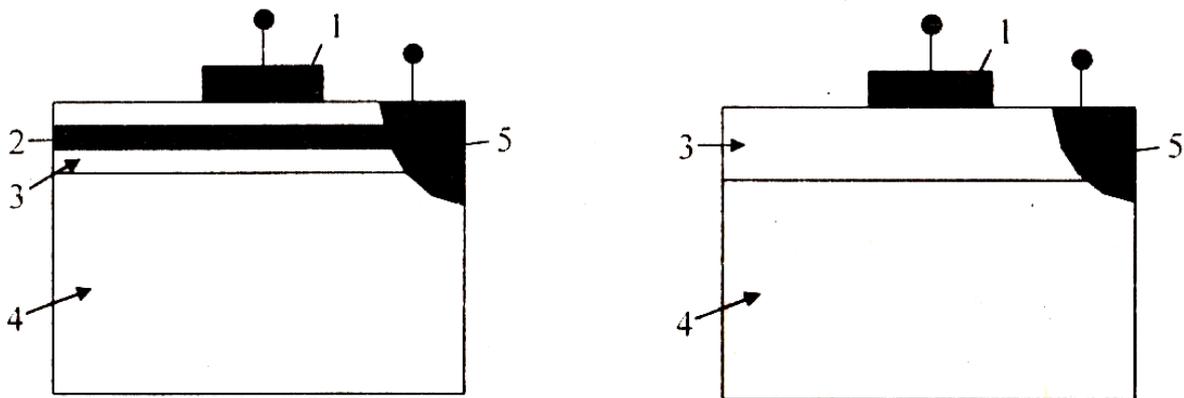


Рис. 6

Схематический разрез образцов для измерений.
1 - Pd, 2 - InGaAs, 3 - n-GaAs, 4 - n⁺-GaAs, 5 - Sn

2.2 Методика измерений

Освещение ДШ проводится через полупрозрачный (с пропусканием 70%) для света Pd-электрод. Образцы помещаются на специальный держатель, контакты к Pd и Sn электродам прижимаются с помощью упругих точечных зондов.

Измерения проводятся на инфракрасном спектрометре СФ-12, модернизированном для измерения фотоэлектрических свойств (напряжения холостого хода V_L тока короткого замыкания I_L , фототока и т. д.). Диапазон энергий квантов $h\nu$, используемых в измерениях, обычно лежит в пределах от 0,6 до 1,6 эВ.

Фотовольтаический эффект исследуется в режиме разомкнутой цепи (сопротивление ДШ много меньше сопротивления измеряющего прибора). В этом случае V_L при высоких уровнях освещения нелинейно зависит от интенсивности освещения L [5].

$$V_L = \frac{kT}{q} \ln(1 + B(h\nu)L), \quad (10)$$

$$B(h\nu) = C(h\nu) \exp\left(-\frac{\varphi_B}{kT}\right), \quad (11)$$

где $C(h\nu)$ - некоторая константа, φ_B - высота барьера Шоттки.

Ввиду нелинейной зависимости V_L от L этот режим непригоден для измерения спектров фоточувствительности S

$$S(h\nu) = V_L(h\nu)/L(h\nu) \quad (12)$$

так как форма спектра при этом будет искажена: она будет зависеть не только от свойств исследуемых образцов, но и от распределения энергии в спектре излучения $L(h\nu)$ источника света. Поэтому осуществляется линейаризация V_L с путем ослабления L с помощью нейтральных сеточных фильтров или постоянной подсветки образца. Необходимо экспериментально добиться линейной зависимости $S=f(L)$. В режиме короткого замыкания ток I_L практически всегда $\sim L$, но в этом случае трудно получить значительный сигнал от ДШ в необходимом интервале $h\nu$.

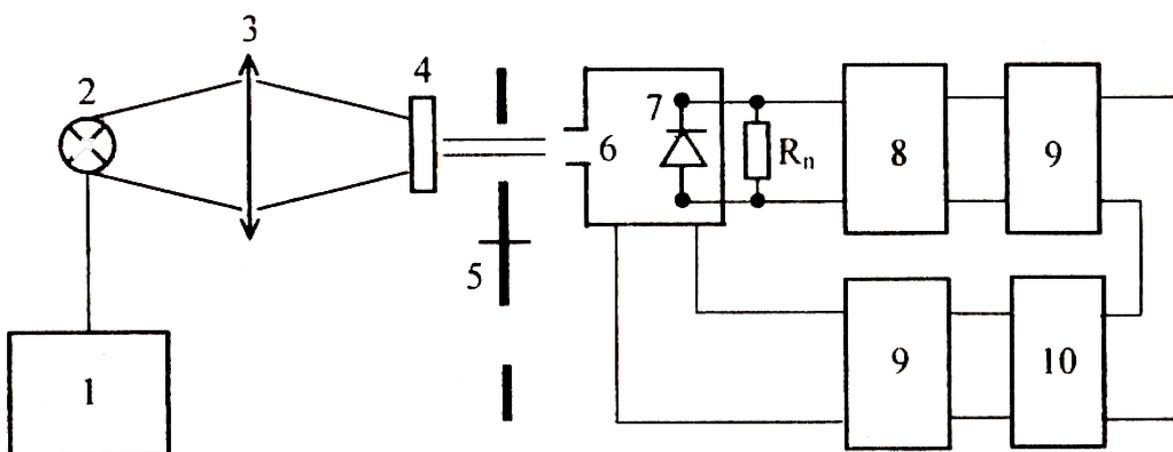


Рис. 7

Блок-схема установки для измерений.

1 - блок питания лампы накаливания, 2 - вольфрамовая лампа накаливания, 3- система фокусировки, 4 - нейтральный сеточный фильтр, 5 — модулятор, 6- монохроматор ИКС-12, 7 - ДШ, 8 - селективный усилитель В6-9, 9 - цифровой вольтметр В7-22А, 10 - персональный компьютер.

Схема измерительной установки $S(h\nu)$ и $V_L(L)$ показана на рис. 7. В качестве источника света используется вольфрамовая лампа накаливания. Для выделения монохроматического света применяется монохроматор ИКС-12, имеющий разрешение 10 мЭВ при ширине щели 0,3 мм. Интенсивность света изменяется на входе монохроматора при помощи калиброванных нейтральных сеточных фильтров. Для получения синусоидально модулированного освещения используется механический модулятор (частота модуляции 90 Гц). Сигнал, пропорциональный V_L , подается на нагрузочное сопротивление R_n , усиливается селективным усилителем В6-9, преобразуется в цифровой сигнал с помощью цифрового вольтметра В7-22А и вводится в персональный компьютер (ПК). Сигнал, пропорциональный $h\nu$ или углу поворота призмы монохроматора, также преобразуется в цифровой и вводится в компьютер. После первичной обработки сигнала (деления на интенсивность излучения от лампы накаливания) на принтер выводится зависимость $S(h\nu)$. Зависимость V_L от L измеряется по показаниям селективного усилителя по точкам.

2.3. Задание

1. Получить сигнал V_L от ДШ на селективном вольтметре.
2. Вручную вращая барабан монохроматора добиться максимального сигнала.
3. Подобрать сеточный фильтр или нагрузочное сопротивление для получения линейной зависимости $V_L(L)$ и измерить эту зависимость.
4. Включить цифровой вольтметр и персональный компьютер.
5. Включить питание мотора, вращающего призму монохроматора ИКС-12 и заметить значение $h\nu_{\text{нач}}$ и $h\nu_{\text{кон}}$, соответствующие включению и выключению мотора. При этом зависимость $V_L(L)$ будет записана в компьютер. Ввести в ПК значения $h\nu_{\text{нач}}$ и $h\nu_{\text{кон}}$. Текущие значения $h\nu$ линейно зависят от времени работы мотора.
6. Поделить значения $V_L(h\nu)$ на значения $L(h\nu)$, которые записаны на винчестере ПК.
7. Вывести зависимость S от $h\nu$ на экран монитора и запомнить ее.
8. Распечатать полученную зависимость на принтере.
9. Провести измерения на ДШ с КЯ и без КЯ.
10. Проанализировать зависимость S от $h\nu$; определив из них E_g^{3D} GaAs и энергетические положения КЯ (E_g^{2D} InGaAs), пользуясь правилом Мосса.
11. Сравнить полученные значения E_g^{2D} с теоретически рассчитанными по номограмме, представленной на рис. 4, исходя из данных значений L_z и x .

2.4. Контрольные вопросы

1. Твердые растворы внедрения и замещения. Твердые растворы соединений A^3B^5 . Зависимость ширины запрещенной зоны E_g^{3D} растворов от химического состава.
2. Квантовые гетероструктуры InGaAs / GaAs: геометрия, химический состав, теория размерного квантования.
3. Экспериментальные зависимости интенсивности фотолюминесценции и фоточувствительности от энергии квантов для гетероструктур с КЯ.
4. Фотоэлектрические явления в диодах Шоттки. Зависимость фотоэдс холостого хода и тока короткого замыкания от интенсивности излучения.
5. Что такое фоточувствительность диода Шоттки и зачем вводится это понятие?
6. Какие энергетические характеристики квантоворазмерных гетероструктур можно получить по спектральным зависимостям фотолюминесценции и фоточувствительности диодов Шоттки на их основе?
7. Схема измерения фоточувствительности.

Литература

1. Кейси К., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М., Мир, 1981.
2. Демиховский В.Я. Квантовые ямы, нити, точки. Что это такое? // Соросовский образовательный журнал. 1997. № 5. С.80-86.
3. Карпович И.А., Филатов Д.О. Фотоэлектрическая диагностика квантово-размерных гетероструктур. Учебное пособие, Нижний Новгород, ННГУ, 1999.
4. Ильин В.И., Мусихин С.Ф., Шик А.Я. Варизонные полупроводники и гетероструктуры. Спб.: Наука, 2000. 100 с.
5. Пека Г.П., Коваленко Е.Ф., Кучунко В.Н. Люминесцентные методы контроля параметров полупроводниковых материалов и приборов. ИЗО «Техника», Киев, 1986.
6. Шалимова К.В. Физика полупроводников. Энергоатом-издат, М., 1985.
7. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры / Леденцов Н.Н. [и др.] // ФТП. 1998. т. 32. вып. 4. С.385-410.

Станислав Викторович **Тихов**,

Павел Анатольевич **Шиляев**

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДИОДОВ ШОТТКИ НА ОСНОВЕ GaAs С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Практикум

Государственное образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.

Подписано в печать Формат 60x84.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Гарнитура Таймс.
Усл. печ. л. 1,1. Уч.-изд. л. 1,0.
Заказ № . Тираж 100 экз.

Отпечатано в типографии Нижегородского государственного университета
им. Н.И. Лобачевского
603600, г. Нижний Новгород, ул. Большая Покровская, 37
Лицензия ПД №18-0099 от 14.05.01