

Вольт-фарадные измерения гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs в диапазоне температур от 10 до 320 К

© А.Н. Петровская, В.И. Зубков[¶]

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 30 марта 2009 г. Принята к печати 3 апреля 2009 г.)

Приведены результаты исследования гетероструктур с одиночными напряженными квантовыми ямами InGaAs/GaAs методом вольт-фарадных характеристик в широком интервале температур и частот измерительного сигнала. На основе анализа экспериментальных вольт-фарадных характеристик обнаружено температурное смещение пика наблюдаемого концентрационного профиля основных носителей заряда и предложена количественная модель данного явления. Определено влияние неполной ионизации примеси на величину заряда в квантовых ямах, определяемого из эксперимента. С помощью моделирования и подгонки вольт-фарадных характеристик установлено, что значение разрыва зоны проводимости для гетероструктур с напряженными квантовыми ямами In_xGa_{1-x}As/GaAs состава $x = 0.225$ в диапазоне температур от 320 до 100 К остается постоянным и равным 172 ± 10 мэВ.

PACS: 73.40.Kp, 73.21.Fg, 81.07.St, 73.63.Hs

1. Введение

Гетероструктуры, содержащие квантовые ямы (КЯ), интенсивно исследуются на протяжении последних тридцати лет с целью получения эффективных светоизлучающих и фотоприемных приборов, работающих в видимой и инфракрасной областях спектра. Современная технология изготовления гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs обеспечивает точность получения квантово-размерных слоев по толщине вплоть до одного монослоя [1], по составу твердого раствора — доли процента [2,3]. Ключевыми параметрами, которые отвечают за эффективность приборного применения гетероструктур с КЯ и требуют точного контроля, являются разрывы энергетических зон на гетерограницах, энергии уровней квантования, заряд, аккумулируемый в КЯ. Разрабатываемый нами в ряде последних публикаций метод спектроскопии адмиттанса применительно к наногетероструктурам на основе теоретического подхода к анализу получаемых экспериментальных данных с учетом квантово-механических эффектов, а также созданные алгоритмы и программное обеспечение позволили развить возможности стационарных и нестационарных методов спектроскопии адмиттанса для прецизионного определения таких параметров, как энергия уровней квантования, разрывы зон, энергии межзонных переходов, заряд, энергия активации носителей заряда с локализованных уровней в гетероструктурах с КЯ и квантовыми точками (КТ), скорость захвата носителей заряда и распределение плотности энергетических состояний в гетероструктурах с КТ [4–9].

Разрыв зоны проводимости, концентрация основных носителей заряда и положение уровней квантования при комнатной температуре в гетероструктурах, содержащих КЯ In_xGa_{1-x}As/GaAs с составами $0 < x < 0.3$,

подробно исследовались в работах [5,6]. В данной статье приводятся результаты исследования этих гетероструктур методом вольт-фарадных характеристик (ВФХ) в широком температурном диапазоне от 10 до 320 К и в широком диапазоне частот от 1 кГц до 1 МГц на новой автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса [9], не имеющей аналогов в России. Прецизионные измерения на высококачественных образцах позволили обнаружить и проанализировать явление сдвига пика наблюдаемого концентрационного профиля с понижением температуры; провести оценку заряда в КЯ в зависимости от температуры и степени ионизации примеси. На основе самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера методом подгонки моделируемого концентрационного профиля основных носителей к наблюдаемому в эксперименте определено значение разрыва зоны проводимости на гетеропереходе In_xGa_{1-x}As/GaAs для состава твердого раствора $x = 0.225$ в зависимости от температуры.

2. Постановка эксперимента

Для проведения экспериментов использовались специально изготовленные высококачественные образцы изотипных гетеропереходов *n*-типа с упругонапряженными квантовыми ямами InGaAs/GaAs, подробности технологии изготовления и основные параметры которых были изложены ранее в работах [6,8]. Концентрация легирующей примеси поддерживалась постоянной и составляла $(5-7) \cdot 10^{16}$ см⁻³, причем сама КЯ не легировалась. Выпрямляющий барьер Шоттки отделялся от КЯ кэпслоем толщиной 300–350 нм специально для проведения вольт-фарадных измерений так, чтобы в равновесных условиях область объемного заряда (ООЗ) не захватывала квантовую яму, а при увеличении приложенного обратного смещения границей расширяющейся ООЗ

[¶] E-mail: Eltech@inbox.ru,
VIZubkov@mail.eltech.ru

можно было сканировать исследуемую структуру по глубине, включая геометрическое положение КЯ.

Измерения ВФХ выполнены на автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса [9], включающей в себя: LCR-метр Agilent E4980A, вакуумный пост Pfeiffer, контроллер температуры LakeShore 331, гелиевый криостат замкнутого цикла Janis CCS-200/204N. Диапазон обратных смещений выбирался на основе анализа вольтамперных характеристик. Измерения проводились в диапазоне температур от 10 до 320 К и в диапазоне частот от 1 кГц до 1 МГц с амплитудой тестового сигнала 10 или 50 мВ.

3. Сдвиг наблюдаемого концентрационного профиля с температурой

Полученные экспериментальные зависимости величины $1/C^2$ от V (C — емкость структуры, V — обратное напряжение смещения) демонстрировали характерный для изотипных гетероструктур с КЯ участок с постоянной емкостью — „плато“, который обусловлен аккумуляцией подвижных носителей заряда в КЯ [5]. Плато на $C-V$ -зависимостях для гетероструктур лежали в диапазоне обратных напряжений смещения 2.5–4.2 В. С повышением температуры ширина плато уменьшалась и сдвигалась в область больших обратных смещений, что связано с изменением положения уровня Ферми и понижением энергетических барьеров для эмиссии носителей заряда. Как показывает эксперимент, $C-V$ -зависимости имели слабо выраженную частотную зависимость в области температур ниже 50 К.

Численное дифференцирование ВФХ в соответствии с выражением

$$n(w) = \frac{C^3}{e\epsilon\epsilon_0 S^2} \left(\frac{dC}{dV} \right)^{-1} \quad (1)$$

дает возможность получать пространственное распределение концентрации носителей и наглядно представлять профили основных носителей заряда по глубине образца [5]. Получаемый таким способом профиль концентрации носителей заряда принято называть „наблюдаемым“ профилем. Здесь w — ширина области объемного заряда, e — заряд электрона, S — площадь барьера Шоттки, $\epsilon\epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость. Ширина ООЗ для планарно-эпитаксиальной структуры определяется как для обычного плоского конденсатора.

На концентрационных профилях исследуемых структур наблюдался пик концентрации в области квантовой ямы. По положению пика можно судить о геометрическом расположении КЯ в исследуемой структуре относительно барьера Шоттки. Следует отметить, что, хотя сами профили, измеренные на разных частотах, слегка отличались друг от друга при низких температурах, в то же время не наблюдалось зависимости положения пика концентрации от частоты тестового сигнала измерителя.

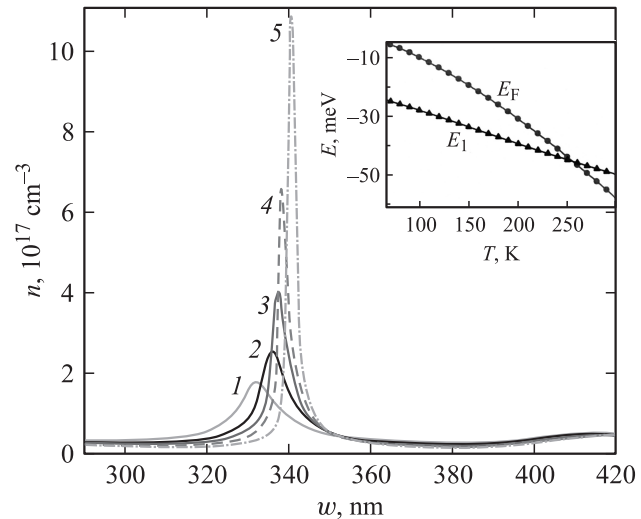


Рис. 1. Наблюдаемые профили концентрации основных носителей заряда в гетероструктуре с квантовой ямой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0.225$, ширина ямы 7.4 нм) на частоте тестового сигнала $f = 1$ МГц при температурах, К: 1 — 300, 2 — 250, 3 — 200, 4 — 155, 5 — 75. На вставке — зависимости положения уровня Ферми E_F и энергии связанного уровня квантования E_1 от температуры.

На рис. 1 представлены наблюдаемые концентрационные профили основных носителей заряда при разных температурах. При анализе полученных в эксперименте данных достоверно зафиксировано монотонное смещение пика наблюдаемого концентрационного профиля с изменением температуры (сдвиг на 8 нм в температурном диапазоне 75–300 К). Этот факт оказывается невозможным объяснить в рамках температурной зависимости параметров исследуемого материала.

Расчеты температурных зависимостей положения уровня Ферми из уравнения электронейтральности и положения уровня квантования (процедура самосогласованного расчета изложена нами в предыдущих статьях и в работе [5]) дают основание утверждать, что обнаруженное явление связано со следующим процессом. При переходе от комнатной температуры в область низких температур уровень квантования в яме оказывается ниже уровня Ферми, приближаясь по своим свойствам (с точки зрения кинетики носителей заряда) к поведению глубокого центра в объемном полупроводнике. Качественно это можно объяснить следующим образом. При приложении обратного смещения область изгиба энергетических зон расширяется, так что дно зоны проводимости и уровень квантования в КЯ начинают приподниматься. При ширине области объемного заряда, соответствующей технологической глубине залегания КЯ, уровень квантования все еще находится ниже уровня Ферми, поэтому на профиле концентрации в области КЯ мы не наблюдаем отклика от КЯ. При приложении большего обратного смещения уровень квантования в КЯ поднимается еще выше и в какой-то момент пе-

ресекает уровень Ферми. При этом эмиссия носителей заряда с уровня квантования достигает максимума и на профиле концентрации наблюдается пик, смещенный по оси координат в область больших значений.

Количественное изучение и моделирование этого эффекта может дать информацию об энергетическом положении уровней квантования в КЯ, поскольку очевидна прямая связь между глубиной залегания уровня относительно уровня Ферми и наблюдаемым смещением пика концентрации носителей заряда по сравнению с его истинным местоположением.

Можно вывести выражение для глубины залегания локализованного в КЯ уровня, пользуясь аналогией с глубоким центром в объемном полупроводнике [10]. На рис. 2 приведена диаграмма энергетических зон барьера Шоттки на полупроводнике n -типа, в котором имеется мелкая легирующая примесь и глубокий уровень с энергией ионизации E_1 . Пусть распределение концентрации мелкой примеси (которая является полностью ионизованной) и глубоких центров является однородным. Из-за изгиба зон уровень ловушки пересекает уровень Ферми на расстоянии X_1 от поверхности, так что в области $X > X_1$ эти ловушки заполнены электронами и эмиссии с них не происходит. Ширина области объемного заряда равна X_d (граница ООЗ предполагается резкой, что в данном случае несущественно). Таким образом, мелкая примесь ионизована во всей области объемного заряда (как, впрочем, и в области электронейтральности), а глубокие примесные центры — только находящиеся на диаграмме рис. 2 левее X_1 . Промежуточный слой в ООЗ в интервале $X_d - X_1$ от металлургического контакта носит название переходного слоя λ -слоя.

Координата X_1 определяется как точка, где изгиб зон равен энергетическому зазору между глубоким уровнем и уровнем Ферми E_F в нейтральном материале:

$$-e\phi(X_1) = E_C(X_1) - E_C(X_d) = E_F - E_1. \quad (2)$$

Для произвольного распределения зарядов положения X_1 можно рассчитать из уравнения Пуассона. В случае однородно легированного материала имеем

$$X_d - X_1 = \lambda = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e^2 N_d} (E_F - E_1) \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где N_d — концентрация доноров. Отсюда нетрудно найти глубину энергетического уровня ловушки относительно E_F :

$$E_F - E_1 = \frac{\lambda^2 e^2 N_d}{2\epsilon\epsilon_0}. \quad (4)$$

Выведенную формулу можно использовать для приближенной оценки энергии уровней квантования по результатам экспериментального вольт-фарадного профилирования структур с квантовыми ямами. Разумеется, в данном случае нельзя говорить о существовании переходного слоя неионизованных глубоких центров, поскольку КЯ располагается локально. Но, сохраняя терминологию емкостной спектроскопии глубоких уровней,

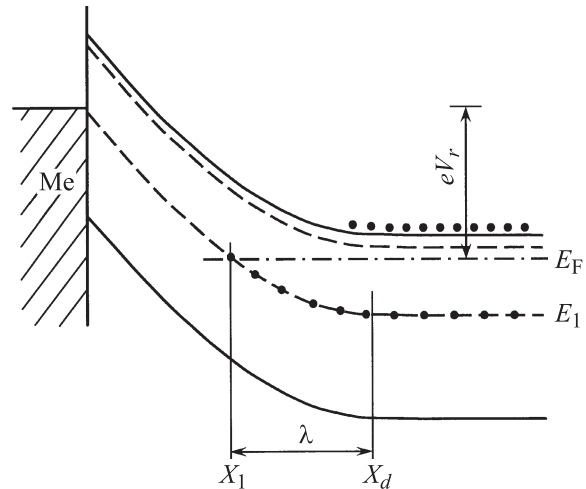


Рис. 2. Зонная диаграмма обратного смещенного диода Шоттки с глубокой ловушкой для электронов E_1 . Ширина области объемного заряда равна X_d .

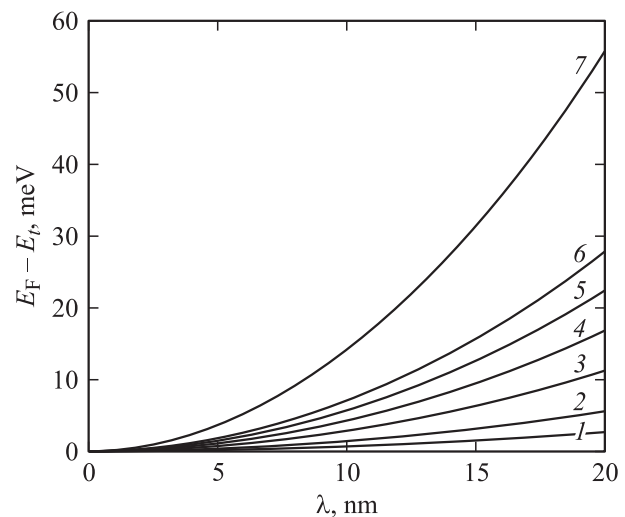


Рис. 3. Расчетная энергия квантово-размерного локального глубокого уровня в GaAs как функция сдвига концентрационного пика при разных концентрациях основных носителей заряда, 10^{16} см^{-3} : 1 — 1, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 6, 5 — 8, 6 — 10, 7 — 20.

можно утверждать, что величина $\lambda = X_d - X_1$ характеризует разность координат между положением границы ООЗ при определенном смещении и положением КЯ. Если геометрическое положение КЯ известно, как в нашем случае, то энергия уровней квантования определяется из (4), принимая ширину ООЗ соответствующей положению максимумов в наблюдаемом концентрационном профиле. На рис. 3 представлены расчетные зависимости, связывающие смещение наблюдаемого концентрационного профиля носителей заряда с положением локального глубокого уровня E_t относительно уровня Ферми для GaAs.

Как следует из анализа рис. 3, наблюдаемый в $C-V$ -эксперименте сдвиг концентрационного пика будет тем более, чем меньше концентрация легирующей примеси. С этой точки зрения может быть логично объяснено существенное смещение наблюдаемого концентрационного пика, зафиксированное нами ранее в $C-V$ -экспериментах на гетероструктурах с КТ InAs/GaAs, где концентрация легирующей примеси была $1.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [11].

4. „Наблюдаемый“ в $C-V$ -эксперименте заряд квантовой ямы

Величина заряда, накопленного в КЯ (или в квантовой точке), является важным параметром, характеризующим эффективность размерного ограничения гетероструктуры. Поскольку емкостные измерения являются количественными в отличие, например, от оптических, по ним можно определять точную величину заряда КЯ. Однако косвенная процедура восстановления из $C-V$ -измерений наблюдаемого профиля концентрации носителей заряда может исказить реальную картину.

В известной работе Кремера и др. [12], опубликованной в 1980 г., авторы предположили, что, хотя наблюдаемый в $C-V$ -эксперименте („apparent“) концентрационный профиль носителей заряда существенно искажен, общее количество носителей заряда и его момент сохраняются в процессе размывания этого профиля при $C-V$ -измерениях, т. е.

$$\int_0^\infty n(X)dX = \int_0^\infty n^*(X)dX, \quad \int_0^\infty n(X)XdX = \int_0^\infty n^*(X)XdX, \quad (5)$$

где $n(X)$ — истинный концентрационный профиль, $n^*(X)$ — наблюдаемый концентрационный профиль.

Это предположение использовалось для определения разрыва зоны проводимости на гетеропереходе, а позднее в гетероструктуре с одиночной КЯ [13] и в смачивающих слоях квантовых точек [14].

Возможности точного самосогласованного расчета истинного распределения носителей заряда по глубине гетероструктуры, изложенные в работах [4–6], позволили нам проанализировать утверждение авторов [12] относительно сохранения заряда при $C-V$ -профилировании гетероструктур с КЯ. Оценка накопленного в КЯ заряда проводилась путем интегрирования площади под наблюдаемым концентрационным профилем основных носителей заряда. В качестве границ интегрирования выбирались минимумы на профиле концентрации.

На рис. 4 приведено сравнение поверхностной плотности заряда, определяемой по наблюдаемым концентрационным профилям из ВФХ, измеренных на различных частотах в зависимости от температуры.

При сравнении данных, полученных в эксперименте, с истинной величиной заряда в КЯ, рассчитанной в

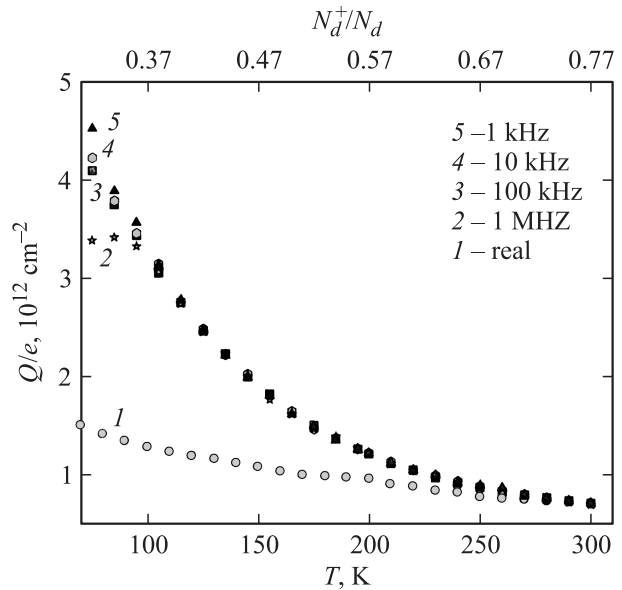


Рис. 4. Поверхностная плотность заряда в квантовой яме, определенная: 1 — по истинному концентрационному профилю, 2–5 — по экспериментальным ВФХ на разных частотах. По верхней шкале абсцисс — степень ионизации примеси. Гетероструктура с квантовой ямой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0.225$, ширина ямы 7.4 нм).

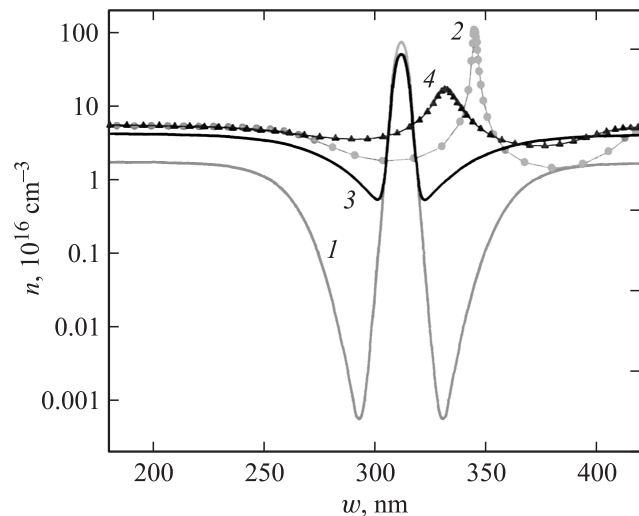


Рис. 5. Сравнение наблюдаемых концентрационных профилей (2, 4) носителей заряда, определяемых из экспериментальных ВФХ, и истинных (1, 3) при разных температурах T , К: 1, 2 — 75; 3, 4 — 300 для гетероструктуры с квантовой ямой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0.225$, ширина ямы 7.4 нм).

процедуре самосогласования, было обнаружено, что с понижением температуры величина заряда, определяемого по наблюдаемым концентрационным профилям, монотонно растет по отношению к истинной величине заряда в КЯ.

Мы объясняем это тем, что в методе ВФХ, независимо от температуры, при сканировании исследуемого

образца границей области объемного заряда происходит полная ионизация примеси внутри расширяющейся ООЗ за счет прикладываемого внешнего поля (рис. 5). Таким образом, только в случае равновесной полной ионизации примеси можно говорить о сохранении заряда в процессе восстановления наблюдаемого из $C-V$ -характеристик концентрационного профиля. С понижением температуры и, как следствие, с понижением степени ионизации примеси различие между определяемыми из $C-V$ -характеристик и истинной величинами заряда в КЯ растет. Этот факт представляется существенным для количественной характеристики квантовых ям и квантовых точек ввиду важности знания точного заряда, накопленного в области размерного ограничения.

Отметим кроме того, что при температурах ниже 100 К зависимости поверхностной плотности заряда, полученные по наблюдаемым профилям концентрации основных носителей заряда из ВФХ, при разных частотах начинают расходиться. Это может быть интерпретировано как нарушение условия квазистатичности $C-V$ -измерений.

5. Разрыв зоны проводимости в напряженных квантовых ямах InGaAs/GaAs в зависимости от температуры

Ранее в работах нашей группы методом подгонки к эксперименту в сочетании с моделированием самосогласованного потенциала Хартри была определена зависимость разрыва зоны проводимости от состав твердого раствора для гетероструктур с напряженными квантовыми ямами InGaAs/GaAs с составом по In от 0 до 0.3 при комнатной температуре [6,8].

В то же время, как показывает библиографический анализ, в том числе общепризнанных справочников последних лет [15,16], в литературе отсутствуют систематические сведения о температурной зависимости величины разрыва зоны проводимости или валентной зоны в напряженных квантовых ямах данных составов. Это являлось мотивацией для наших экспериментов по определению искомого параметра. Для определения разрыва зоны проводимости был выполнен цикл работ, включающий в себя:

- получение экспериментальных ВФХ при различных температурах и расчет наблюдаемых профилей концентрации основных носителей заряда в исследуемых структурах;

- моделирование ВФХ с помощью численных методов и сравнение их с экспериментальными ВФХ. В качестве подгоночного параметра при расчетах выступает величина разрыва зоны проводимости.

Процедура подгонки и соответствующие теоретические основы самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера для легированной гетероструктуры с КЯ изложены нами ранее в [5,6,8].

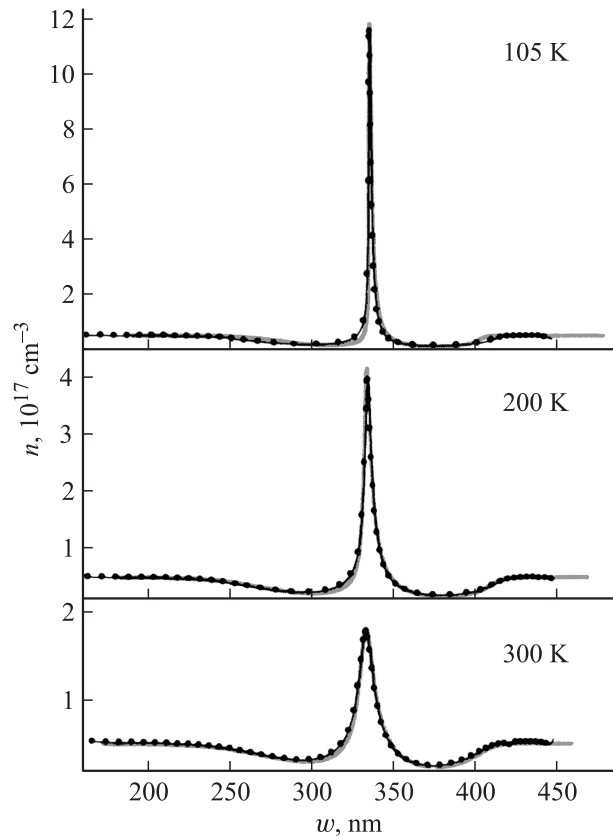


Рис. 6. Результат моделирования профилей концентрации основных носителей заряда и их подгонки к экспериментальным профилям для температур 300, 200 и 105 К. Гетероструктура с квантовой ямой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0.225$, ширина ямы 7.4 нм). Найденный разрыв зоны проводимости составляет 172 мэВ.

Несмотря на то что наблюдаемый профиль концентрации основных носителей заряда сильно изменяется с понижением температуры — высота пика растет почти на порядок, его ширина на полувывсоте сужается в 4 раза, — всегда моделируемый профиль почти идеально подгоняется к наблюдаемому профилю концентрации, полученному из экспериментальных ВФХ (рис. 6). Значение подгоночного параметра — разрыва зоны проводимости, — как показывают эксперименты и расчеты, остается неизменным и равным 172 ± 10 мэВ в диапазоне температур от 100 до 320 К.

Таким образом, вольт-фарадные измерения и их моделирование позволяет утверждать, что величина разрыва зоны проводимости для гетероструктур с напряженной КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0.225$) остается постоянной и равной 172 мэВ в интервале температур от 320 до 100 К.

6. Заключение

Проведены детальные исследования гетероструктур с одиночными напряженными квантовыми ямами InGaAs/GaAs методом вольт-фарадных характеристик в

широком интервале температур и частот измерительно-го сигнала. Обнаружено температурное смещение пика наблюдаемого концентрационного профиля основных носителей заряда и предложена количественная модель данного явления. Определено влияние неполной ионизации примеси на величину заряда в КЯ, определяемого из экспериментальных вольт-фарадных характеристик. С помощью моделирования $C-V$ -характеристик и подгонки к экспериментальным данным установлено, что значение разрыва зоны проводимости для гетероструктур с напряженными КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ состава $x = 0.225$ в диапазоне температур от 320 до 100 К остается постоянным и равным 172 ± 10 мэВ.

Авторы благодарят коллег из Института сверхвысокочастотной электроники им. Ф. Брауна (Берлин) — д-ра Ф. Бугге, д-ра М. Вейерса, проф. Г. Трэнкле — за сотрудничество в изготовлении серии образцов и плодотворную дискуссию.

Работа выполнена в рамках приоритетного национального проекта „Образование“ и при финансовой поддержке аналитической ведомственной целевой программы „Развитие научного потенциала высшей школы на 2009–2010 гг.“ (рег. № 2.1.1/2503).

Список литературы

- [1] В.М. Устинов. ФТП, **38**, 963 (2004).
- [2] F. Bugge, U. Zeimer, M. Sato, M. Weyers, G. Tränkle. *J. Cryst. Growth*, **183**, 511 (1998).
- [3] M. Weyers, A. Bhattacharya, F. Bugge, A. Knauer. In: *Topics Appl. Phys.*, ed. by R. Diehl (Berlin/Heidelberg, Springer, 2000) v. 78, p. 83.
- [4] В.И. Зубков, И.С. Шульгунова, А.В. Соломонов, М. Geller, A. Marent, D. Bimberg, А.Е. Жуков, Е.С. Семенова, В.М. Устинов. Изв. РАН. Сер. физ., **71** (1), 111 (2007).
- [5] В.И. Зубков. *Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса* (СПб., ООО „Техномедиа“ Изд-во „Элмор“, 2007).
- [6] V.I. Zubkov, M.A. Melnik, A.V. Solomonov, E.O. Tsvelev, F. Bugge, M. Weyers, G. Tränkle. *Phys. Rev. B*, **70** (7), 075312 (2004).
- [7] А.Н. Кузнецова, В.И. Зубков. *Матер. XIV Межд. науч.-техн. конф. „Высокие технологии в промышленности России (Материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники)“* (М., ОАО ЦНИТИ „Техномаш“, 2008) с. 320.
- [8] В.И. Зубков. ФТП, **41** (3), 331 (2007).
- [9] О.В. Кучерова, В.И. Зубков, Е.О. Цвелев, А.В. Соломонов. *Тез. докл. 6-й Росс. конф. „Нитриды галлия, индия и алюминия — структуры и приборы“* (СПб., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 2008) с. 181.
- [10] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Л., Наука, 1981).
- [11] V.I. Zubkov, С.М.А. Kapteyn, A.V. Solomonov, D. Bimberg. *J. Phys.: Condens. Matter*, **17**, 2435 (2005).
- [12] H. Kroemer, Chien Wu-Yi, J.S. Harris, jr., D.D. Edwall. *Appl. Phys. Lett.*, **36** (4), 295 (1980).

- [13] S. Subramanian, B.M. Arora, A.K. Srivastava, G. Fernandes, S. Banerjee. *J. Appl. Phys.*, **74**, 7618 (1993).
- [14] H.v. Wenckstern, H. Schmidt, R. Pickenhain, M. Grundmann. *Proc. 26th Int. Conf. Physics of Semiconductor (ICPS-26)*, (IoP Publishing, Bristol, 2002) Ser. 171, p. H12.
- [15] M. Levinshstein, S. Rumyantsev, M. Shur. *Handbook Series on Semiconductor Parameters* (World Scientific, London, 1999) v. 2.
- [16] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).

Редактор Т.А. Полянская

Capacitance-voltage study of heterostructures with quantum wells InGaAs/GaAs in the temperature range from 10 to 320 K

A.N. Petrovskaya, V.I. Zubkov

St. Petersburg State Electrotechnical University „LETI“, 197376 St. Petersburg, Russia

Abstract In this work the investigations of heterostructures with strained single quantum wells InGaAs/GaAs using capacitance-voltage ($C-V$) characteristics in a wide range of temperatures and test signal frequencies are presented. From the analysis of the experimental $C-V$ characteristics a temperature shift of apparent majority carrier distribution peak is discovered and a quantitative model of the phenomenon is proposed. The influence of incomplete impurity ionisation on the apparent value of charge in quantum wells, derived from experimental $C-V$ characteristics, is defined. By means of numerical simulation and fitting of $C-V$ characteristics it is established that the conduction band offset for heterostructures with strained quantum wells $\text{In}_{0.225}\text{Ga}_{0.775}\text{As}/\text{GaAs}$ remains constant and equal 172 ± 10 meV in the temperature range from 320 to 100 K.