

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТЕЙ ЗАПОЛНЕНИЯ КВАНТОВЫХ ПОДЗОН ОПЗ УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ (CdHg)Te

Яфясов А. М., Перепелкин А. Д.

В связи с перспективами использования узкощелевых полупроводников в микро- и оптоэлектронике актуальным остается выяснение роли непараболичности зоны проводимости в проявлениях эффекта размерного квантования. Несмотря на значительное число работ, посвященных этому вопросу, до настоящего времени нет его полного понимания. Экспериментальных исследований $2D$ -систем на поверхности узкощелевых полупроводников сравнительно немного и все они проводились при $T \leq 77$ К.

Измерения дифференциальной емкости МДП структур на основе узкощелевых и бесщелевых полупроводников (CdHg)Te (КРТ) в магнитном поле позволили авторам работы [1] сделать важный вывод, что скорости заполнения двумерных квантовых подзон dn_i/dn_s при поверхностных плотностях $2D$ -электронов $n_s \geq 10^{12}$ см $^{-2}$ не зависят от ширины запрещенной зоны узкощелевого полупроводника, а следовательно, в случае полупроводников КРТ — от их стехиометрического состава вплоть до составов, соответствующих бесщелевому состоянию. Этот факт в работах [2, 3] объясняется тем, что при таких поверхностных плотностях большая часть электронов в приповерхностном слое описывается дисперсионным соотношением ультрарелятивистского типа $\varepsilon = ps$, одинаковым для всех кейновских полупроводников ($s = 10^8$ см/с — межзонный матричный элемент оператора скорости, p — импульс). В таком предположении квазиклассическое квантование приводит к уравнению для законов дисперсии в $2D$ -подзонах $\varepsilon_i(p_i)$ [2, 3] следующего вида:

$$2 \int_{\mu_s - \varepsilon_i - p_i s}^{\mu_s} [(\varepsilon_i - \mu_s + \mu)^2 - ps^2]^{1/2} \mu^{-2} d\mu = \beta \left(i + \frac{3}{4} \right), \quad (1)$$

где $\beta = \sqrt{8\pi\alpha/3}$, $\alpha = q^2/s^2\hbar\varepsilon_{sc}$, ε_{sc} — диэлектрическая проницаемость полупроводника, q — элементарный заряд, μ — электрохимический потенциал, $\mu_s = \mu(0)$. Уравнение (1) фактически не содержит параметров материала (так как для всех узкощелевых полупроводников с хорошей точностью $\beta = 1$), а значит, определяет универсальную для всех кейновских полупроводников энергетическую структуру $2D$ -подзон. Из (1) следует [2], что dn_i/dn_s в соседних по номеру подзонах отличаются в 2.7 ± 0.2 раза. Теоретические расчеты dn_i/dn_s (n_s), сделанные в ультрарелятивистском приближении, хорошо согласуются с экспериментом [1-3].

В настоящей работе представлены результаты самосогласованного расчета $2D$ -параметров для широкого ряда стехиометрических составов КРТ ($0.15 \leq x \leq 0.27$) в интервале температур $250 \leq T \leq 300$ К. Целью исследований было выявление характера зависимости скорости заполнения $2D$ -подзон от поверхностной плотности заряда в предположении параболического закона дисперсии зоны проводимости. Для определения параметров $2D$ -системы на поверхности КРТ самосогласованно решались уравнения Пуассона и Шредингера с использованием процедуры, описанной в работах [4, 5]. Расчет проводился для случая собственных полупроводников, что достигалось выбором концентрации примесей $N_a = N_d = 0$ при всех температурах.

На рис. 1 приведены рассчитанные концентрации носителей заряда в $2D$ -подзонах (n_i) в зависимости от поверхностной плотности заряда (n_s) для КРТ нескольких стехиометрических составов. Оказалось, что n_i (n_s) в пределах ошибки вычислений не зависят от температуры и от стехиометрического состава узкощелевых КРТ, т. е. от ширины запрещенной зоны, в случае, если полупроводники собственные. Эту закономерность подтверждает и согласие наших расчетов с самосогласованными расчетами (в приближении кейновского

закона дисперсии зоны проводимости $n_i(n_s)$ для КРТ ($x=0.22$) с концентрацией примеси $N_a - N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (полупроводник близок к собственному) при гелиевых температурах, сделанными в работе [6] (рис. 1). Кроме того, наши расчеты и расчеты из [6] обнаруживают согласие с квазиклассическими расчетами и экспериментальными результатами работ [1-3] для возбужденных подзон ($i > 0$) и расхождение порядка 20 % для основной подзоны. Следует отметить, что экспериментальные результаты, приведенные в работе [6], обнаруживают достаточно хорошее согласие с нашими расчетами и расчетами, сделанными в [6], даже для основной подзоны.

На рис. 2 приведены зависимости изменения скоростей заполнения двумерных квантовых подзон dn_i/dn_s от поверхностной плотности двумерных электронов n_s для КРТ ($0.15 \leq x \leq 0.27$) в интервале температур $250 \leq T \leq$

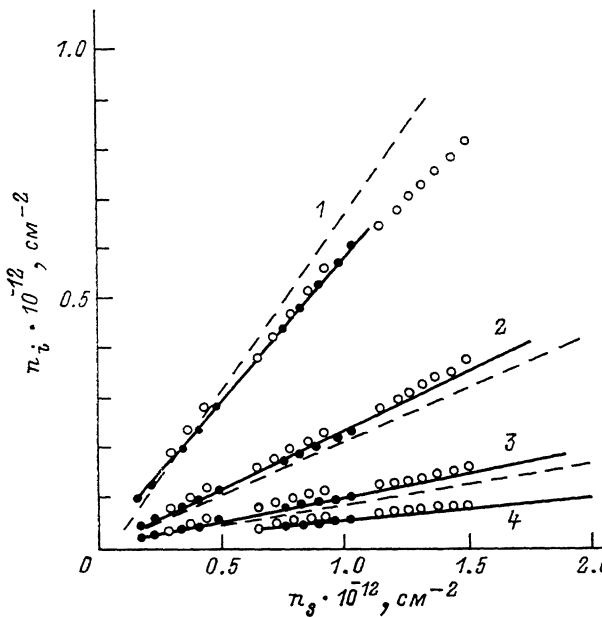


Рис. 1. Концентрации носителей заряда в 2D-подзонах в зависимости от поверхностной плотности заряда для узкощелевых полупроводников КРТ.

Сплошная линия — самосогласованный расчет в приближении непараболического (кейнковского) закона дисперсии зоны проводимости [6], штриховая — квазиклассический расчет в ультррелятивистском приближении закона дисперсии зоны проводимости и эксперимент [1-3], точки — самосогласованный расчет для КРТ ($x=0.25$) при $T=295 \text{ К}$ в приближении параболического закона дисперсии зоны проводимости, кружки — самосогласованный расчет для КРТ ($x=0.20$) при $T=230 \text{ К}$ в приближении параболического закона дисперсии зоны проводимости; i . 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 3.

$\leq 300 \text{ К}$. Видно, что в интервале поверхностных плотностей $2 \cdot 10^{11} < n_s < 1.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ скорости заполнения квантовых подзон в пределах ошибки вычислений не зависят от температуры и стехиометрического состава, т. е. ширины запрещенной зоны (в интервале $0.1 \div 0.3 \text{ эВ}$). Кроме того, во всем интервале рассматриваемых поверхностных плотностей для всех температур и стехиометрических составов КРТ в соседних по номеру возбужденных подзонах ($i > 0$) dn_i/dn_s отличаются друг от друга примерно в 2.7 раза (как это было показано и в работах [2, 3]). Основная подзона ($i=0$) выпадает из этой закономерности, за исключением случая, когда $n_s \sim (2 \div 3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В интервале плотностей $1 \cdot 10^{12} < n_s < 1.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, для которых можно провести сравнение, абсолютные величины dn_i/dn_s для возбужденных квантовых подзон, рассчитанные в настоящей работе, хорошо согласуются с рассчитанными и измеренными в [1-3]. Достаточно большая ошибка ($\sim 20 \%$), как это видно из сравнения с экспериментом, имеет место лишь для параметров основной подзоны ($i=0$).

Таким образом, наши результаты, полученные в приближении параболического закона дисперсии зоны проводимости, обнаруживают хорошее согласие

для возбужденных подзон с расчетами и экспериментальными данными в работ [1-3, 6], что говорит о правомерности использования предложенной в [4, 5] модели для расчета 2D-параметров ОПЗ узкощелевых полупроводников (по крайней мере для возбужденных подзон). Расхождение результатов расчетов для основного состояния, проделанных в настоящей работе и в работе [6], с результатами, полученными в [1-3], не позволяет однозначно высказаться в пользу той или иной модели расчета, так как роль закона дисперсии зоны

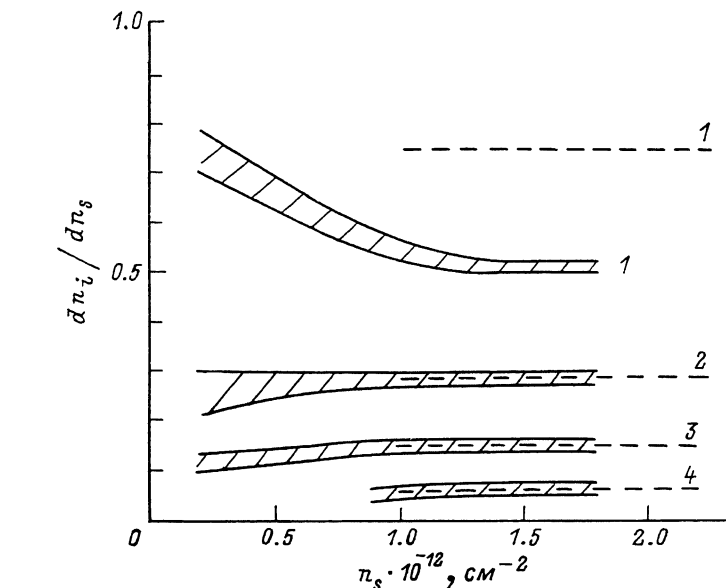


Рис. 2. Скорости заполнения 2D-подзон в зависимости от поверхностной плотности заряда в узкощелевых полупроводниках КРТ.

В заштрихованные области попадают самосогласованные расчеты в параболическом приближении закона дисперсии зоны проводимости для КРТ ($0.15 \leq x \leq 0.27$) в интервале температур $250 \leq T \leq 300$ К. Штриховые линии соответствуют экспериментальным результатам из работы [1]; 1 - 0, 2 - 1, 3 - 2, 4 - 3.

на заполнение основной квантовой подзоны пока остается не выясненной, тем более что все модели для расчета параметров основной подзоны обладают наибольшей погрешностью. Отсутствие зависимости dn_i/dn_s от температуры и ширины запрещенной зоны (в исследованных диапазонах T , ϵ_g и n_s), полученное теоретическими расчетами в параболическом, кейновском [6] и ультрарелятивистском [2, 3] приближениях закона дисперсии зоны проводимости и подтвержденное экспериментально [1], по-видимому, является неким универсальным свойством 2D-систем вне зависимости от конкретного вида закона дисперсии зоны проводимости.

Список литературы

- [1] Раданцев В. Ф., Дерябина Т. И., Зверев Л. П., Кулаев Г. И., Хомутова С. С. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. В. 4. С. 2088—2107.
- [2] Раданцев В. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 4. С. 157—159.
- [3] Раданцев В. Ф. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1796—1802.
- [4] Яфясов А. М., Перепелкин А. Л., Божевольнов В. Б. // Деп. в ВИНТИ АН СССР. М., 1987. № 3247-87.
- [5] Перепелкин А. Д., Яфясов А. М. // Вестн. ЛГУ. Сер. 4. 1989. В. 4. С. 99—102.
- [6] Takada Y., Arai K., Uemura Y. // Lect. Not. Phys. 1982. V. 152. N 2. P. 101—112.

Ленинградский государственный университет

Получено 3.07.1990
Принято к печати 5.12.1990