

граничного импульса p_i в данной подзоне, т. е. восстанавливается обычная картина заполнения. Описанные особенности процесса заполнения подзон в обогащенном слое на поверхности узкощелевого полупроводника имеют место и в общем случае, т. е. и при сильном поверхностном изгибе зон, а также независимо от применимости квазиклассического приближения.

Приведенный результат позволяет объяснить все основные особенности поведения характеристик обогащенных слоев на поверхности узкощелевого полупроводника, исследованные экспериментально [3]. Естественное объяснение находит, например, явление возникновения магнитоосцилляций, отвечающих очередной подзоне, при напряжениях, меньших стартового значения, которое определяется условием $E_i(p_{||}=0) = E_c$. Как указано выше, в этот момент заканчивается заполнение состояний с $p_{||} < p_F$ в новой подзоне. Более подробно этот, а также некоторые другие вопросы, такие как особенности рассеяния носителей в подзонах, будут рассмотрены в отдельной работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ando T., Fowler A. B., Stern F. — Rev. Mod. Phys., 1982, v. 54, N 2, p. 437—672.
 [2] Ando T. — J. Phys. Soc. Japan, 1985, v. 54, N 7, p. 2676—2682.
 [3] Раданцев В. Ф., Дерябина Т. И., Зверев Л. П., Кулаев Г. И., Хомутова С. С. — ЖЭТФ, 1986, т. 91, в. 3 (9), с. 1016—1029.
 [4] Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б. — ЖЭТФ, 1987, т. 93, в. 3 (9), с. 1088—1109.

Ленинградский
 государственный университет
 им. А. А. Жданова

Получено 11.01.1988
 Принято к печати 11.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ТЕРМОЭДС УВЛЕЧЕНИЯ 2D-ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ GaAs—GaAlAs

Карягин В. В., Ляпилин И. И., Дякин В. В.

Измерения температурно-полевых зависимостей поперечной дифференциальной термоэдс (α_{\perp}) [1] 2D-электронного газа гетероструктуры GaAs—GaAlAs в квантующих магнитных полях показали, во-первых, наличие немонокотонной зависимости пикового значения α_{\perp} от температуры, во-вторых, аномально большое значение величины α_{\perp} (рис. 1).

Согласно [2], пиковое значение α_{\perp} не зависит от температуры и определяется выражением

$$(\alpha_{\perp})_{\text{п}} = - \frac{k}{|e|} \frac{\ln 2}{\nu} = - \frac{0.06}{\nu} \text{ (мВ/К)}, \quad (1)$$

где $\nu = 2n + 1 + 1/2$ — фактор заполнения. В условиях [1] $\nu = 3/2$, и, согласно (1), $(\alpha_{\perp})_{\text{п}} = 0.04$ мВ/К, что на 2 порядка меньше, чем в эксперименте.

Для объяснения указанных выше «аномалий» α_{\perp} необходим учет отступления фононов от локального равновесия (увлечение электронов фононами). В этом случае

$$\alpha_{\perp} = \alpha^e + \alpha^p, \quad (2)$$

где α^e — термоэдс, обусловленная неравновесностью электронов, а α^p — отклонением фононов от равновесного распределения за счет электрон-фононного взаимодействия.

Проведем вычисление величины α_{\perp} (2) при следующих допущениях: считаем, что электронный газ заполняет слой на плоскости (xy) , эффективная толщина которого отлична от нуля и равна $\langle Z \rangle$; фононную систему полагаем трехмерной,

а одночастичные состояния квазидвумерного электрона будем описывать волновой функцией, учитывающей электрическое квантование в z -направлении и квантование Ландау в (xy) плоскости.

В рамках сделанных выше предложений для α^e и α^p получаем

$$\alpha^e = -\frac{k}{|e|} \frac{\sum_n \left(\ln 2 + \ln \operatorname{ch} \frac{x_n}{2} - \frac{x_n}{2} \operatorname{th} \frac{x_n}{2} \right)}{\nu}, \quad (3)$$

$$\alpha^p = \sum_q \frac{(aq_x \hbar s)^2 \pi \langle Z \rangle}{kT^2 e \nu \left(\operatorname{ch} \frac{\hbar \omega_q}{kT} - 1 \right)} \frac{\omega_{ep}}{\omega_{ep} + \omega_{pp}}, \quad (4)$$

$$x_n = \frac{\varepsilon_n - \xi}{kT}, \quad \varepsilon_n = \varepsilon_0 + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_s, \quad \nu = \sum_n (\exp x_n + 1)^{-1},$$

где ε_0 — энергия нижней электрической подзоны, α — магнитная длина, s — скорость звука, ω_q — частота фононов, ζ — химический потенциал, ω_{ep} определяет частоту релаксации фононов на электронах:

$$\omega_{ep} = \frac{-1}{\pi \alpha^2 \hbar \langle Z \rangle} \sum_{nn'} A_q G_{n'n} [f(\varepsilon_n) - f(\varepsilon_n + \hbar \omega_q)] \operatorname{Im} \frac{1}{\varepsilon_n - \varepsilon_{n'} + \hbar \omega_q + ikT_D}, \quad (5)$$

$$A_q = \left(1 + \frac{q_z^2}{b^2} \right)^{-3} \frac{\hbar \omega_q}{2c_L} E_0^2, \quad b \sim \frac{3}{\langle Z \rangle}.$$

Здесь E_0 — константа деформационного потенциала, c_L — упругая постоянная, T_D — температура Дингеля, определяющая уширение уровня Ландау, $f(\varepsilon_n)$ — функция распределения электронов с энергией ε_n , ω_{pp} — частота неэлектронной релаксации фононов:

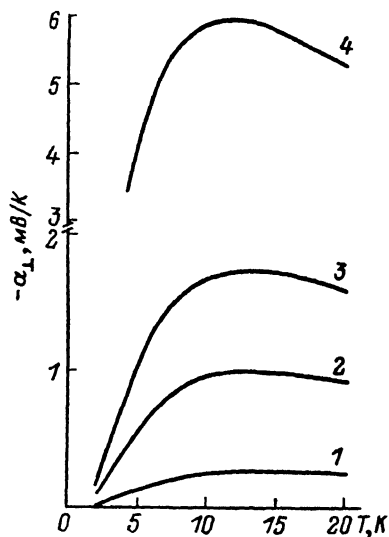
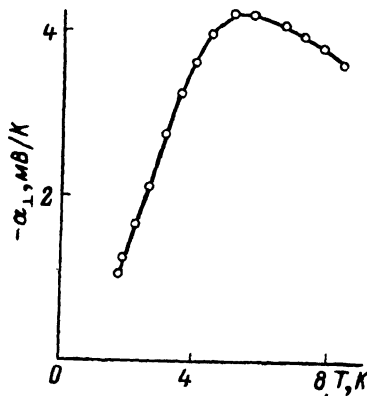


Рис. 1. Зависимость α_L от температуры [1].

Рис. 2. Зависимость α_L от температуры. $T_D = 3$ К. $\langle Z \rangle \cdot 10^8$, см: 1 — 1, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 50.

$$\omega_{pp} = \frac{(kT)^4 q}{\hbar c_L (\hbar s)^2} + \frac{s}{L}. \quad (6)$$

Первое слагаемое в (6) есть декремент затухания продольного длинноволнового звука при его поглощении коротковолновыми фононами [3], а второе слагаемое описывает релаксацию фононов на границах образца.

На рис. 2 представлена температурная зависимость пикового значения α_L ($\nu = 3/2$, $B = 18.5$ Т) при разных значениях $\langle Z \rangle$, рассчитанная согласно (2) — (4). При численном счете были использованы следующие значения параметров:

$m \sim 0.0665 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), $E_0 = 13.5$ эВ, $L = 0.08$ см, $T_D = 3$ К, $c_L = 1.397 \cdot 10^{12}$ эрг/см³, $s = 3.9 \cdot 10^5$ см/с.

Таким образом, учет увлечения электронов фононами позволяет объяснить порядок величины и наблюдаемую экспериментально температурную зависимость дифференциальной термоэдс в GaAs—Ga_{1-x}Al_xAs в квантующих магнитных полях.

Л и т е р а т у р а

- [1] Fletcher R., Maan J. C., Ploog K., Weiman G. — Phys. Rev., 1986, v. B3, N 10, p. 7122—7133.
[2] Streda P. — Phys. St. Sol. (b), 1984, v. 125, N 2, p. 849—860.
[3] Зырянов П. С., Талуц Г. Г. — ЖЭТФ, 1965, т. 49, в. 6 (12), с. 1942—1949.

Институт физики металлов
УНЦ АН СССР
Свердловск

Получено 9.10.1987
Принято к печати 14.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

АККУМУЛЯЦИЯ В $n^+ - n - n^+$ -СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ $A^{III}B^{VI}$ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ДЛИНАХ ВОЛН ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ

Колдаев И. М.

Наряду с преимущественно монополярным переносом заряда в структурах на основе полупроводников группы $A^{III}B^{VI}$ в некоторых случаях наблюдались биполярные эффекты [1, 2], в том числе аккумуляция носителей [3]. В данной работе рассматривается влияние глубины поглощения света на аккумуляцию в фотодиодных $n^+ - n - n^+$ -структурах, конструкция и способ изготовления которых описаны в [3].

Вольтамперные характеристики (ВАХ), полученные в различных областях спектра фотозвуждения, показаны на рис. 1. Кривые 1, 2, снятые для монокристаллов сульфида кадмия, не имели характерных для аккумуляции сублинейных участков. Эти кривые расположены выше, чем остальные, т. е. фоточувствительность данных кристаллов наибольшая.

ВАХ структур на основе CdSe (рис. 1, кривые 3, 4) и на основе ZnSe (рис. 1, кривые 5, 7) содержали сублинейные участки. Они линеаризировались в полупологарифмическом масштабе в соответствии с характерной для аккумуляции экспоненциальной зависимостью напряжения от тока [4]. На кривой 7 протяженность данного участка около 2 порядков по шкале напряжения. В то же время характеристика 6 (рис. 1) такого участка не имела. Данная характеристика получена при освещении более длинноволновым светом, чем положение максимума на спектральной характеристике при малых смещениях.

Таким образом, аккумуляция проявлялась в низкочувствительных образцах при освещении их сильно поглощаемым светом.

На ВАХ 3, 5, полученных в максимумах спектральных фоточувствительностей CdSe и ZnSe, сублинейность начиналась при более высоких смещениях, чем соответственно на ВАХ 4 и 7, снятых в более коротковолновых областях. Вместе с этим протяженность данных участков в логарифмическом масштабе в коротковолновой области выше. Следовательно, аккумуляция была развита сильнее в коротковолновой от максимума области спектра.

На рис. 2 показаны спектральные характеристики, полученные для структур на основе ZnSe при разных смещениях. Кривая 1 получена для напряжения, обеспечивающего омическую зависимость тока от напряжения при всех длинах волн. Характеристика 2 снята при более высоком смещении, вызывающем аккумуляцию в коротковолновой области. Зависимость 3 получена при еще большем напряжении, приводящем к аккумуляции как в коротковолновой