

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СТРУКТУРАХ InAs/AlSb В РЕЖИМЕ КВАНТУЮЩИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

М. М. Афанасова, В. А. Степанов, М. А. Коржавчиков

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, Рязань, Россия

m.afanasova@rsu.edu.ru

Выполнены исследования осцилляций поперечного магнитосопротивления  $\rho_{xx}(B)$  для образцов InAs/AlSb с различным уровнем легирования при температурах  $T=(4\div 28)\text{K}$ . На основе анализа магнитолевой зависимости амплитуды  $\rho_{xx}(B)$  установлена динамика формирования разрушения квантования Ландау. Выделены компоненты электрон-электронного, электрон-фононного взаимодействия и выполнены оценки времен релаксации  $\tau_q(\tau_{ee}, \tau_{e-ph})$ . На основе физической модели взаимодействия электронов выявлена роль электрон-фононной релаксации как фактора, стабилизирующего процесс разрушения квантования Ландау. Экспериментальная нелинейная зависимость  $\tau_q(T)$  объяснена рассеянием электронов на пьезоэлектрическом и деформационном потенциале акустических фононов и конкуренцией каналов внутриподзонного и межподзонного рассеяния. Установлена параметрическая зависимость квантового времени релаксации от магнитного поля  $\tau_q \propto B^{-0.6}$ .

**Ключевые слова:** двумерный электронный газ, время релаксации, электрон-фононное взаимодействие, магнитотранспорт.

## 1. Введение

Эффекты взаимодействия частиц до настоящего времени являются фундаментальным методом исследования композитных наноструктур. Это связано с тем, что электрон-электронные и электрон-фононные взаимодействия играют определяющую роль в кинетических эффектах. Среди наиболее значимых следует отметить эффект затухания квантования Ландау. Уширение уровней Ландау приводит к ограничению амплитуды осцилляций Шубникова де Газа (ШдГ) и определяет малоугловое рассеяние электронов. При низких температурах в структурах с двумерным (2D) и квазидвумерным (Q2D) электронным газом эффективными рассеивающими центрами электронов являются шероховатости гетерограниц и ионизированные примеси [1].

В настоящей работе проведено детальное изучение всех видов взаимодействия с 2D и Q2D электронным газом внутри квантовой системы. Большое внимание уделяется изучению релаксационных процессов носителей тока в образцах с тонкой структурой энергетического спектра. На основе физической модели электрон-электронных взаимодействий рассмотрена динамика разрушения квантования Ландау. Показано, что температурные особенности можно объяснить взаимодействием электронов с пьезоэлектрическими и деформационными акустическими фононами. Определено, что электрон-фононная релаксация стабилизирует процесс разрушения квантования Ландау.

## 2. Образцы, методы исследования и результаты

Гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Технология изготовления структур описана в работе [2]. Слоевая архитектура наноструктуры AlSb(Te<sup>+</sup>)/InAs/AlSb(Te<sup>+</sup>) представлена на рис.1.

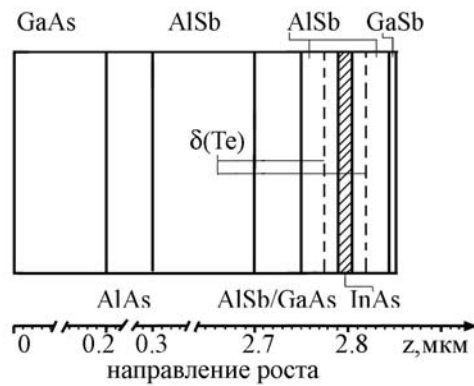


Рис. 1. Слоевая архитектура структуры  $\text{AlSb}(\delta - \text{Te}^+)/\text{InAs}/\text{AlSb}(\delta - \text{Te}^+)$

Квантовая яма (КЯ) сформирована в виде слоя InAs толщиной 15 нм, заключенного между барьерными слоями AlSb по 40 нм каждый. Структура заканчивалась закрывающим слоем GaSb (6 нм). Источником электронов в нелегированных образцах являются поверхностные уровни в покрывающем слое GaSb и глубокие донорные уровни в барьерных слоях короткопериодной решетки AlAs/AlSb. В легированных образцах электроны в КЯ InAs поставлялись из двух  $\delta$ -слоев  $\text{Te}^+$ , расположенных на расстоянии 15 нм от гетерограницы InAs/AlSb (образцы №2 – 4).

Двумерный и квазидвумерный электронный газ реализуется в потенциальной яме, образованной дном зоны проводимости InAs и запрещенными зонами полупроводника AlSb, создающих потенциальный барьер. Зонная диаграмма композитной наноструктуры рассчитана методом согласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона (рис.2). Электронные состояния вычислены в аппроксимации эффективной массы. При вычислении учитывалась непараболичность зоны проводимости InAs по графику зависимости эффективной массы от концентрации  $m^* (n_s)$  [2].

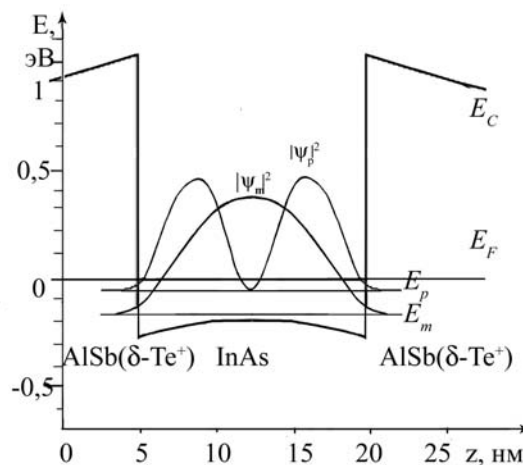


Рис. 2. Зонная диаграмма структуры  $\text{AlSb}(\delta - \text{Te}^+)/\text{InAs}/\text{AlSb}(\delta - \text{Te}^+)$

В качестве экспериментальных результатов в данной работе использовались осцилляции поперечного магнитосопротивления, которые позволяют изучать механизмы нелинейности в магнитном поле  $=0 \div 7$  Тл. Концентрация электронов исследуемых образцов составила  $(5.9 \div 42.7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Методика исследования осцилляций ШдГ известна и позволяет определить ряд кинетических параметров [3]. В данной работе основными информационными параметрами являются: подвижность носителей  $\mu$ , транспортное  $\tau_t$  время и квантовое время рассеяния  $\tau_q$ . Результаты исследования представлены в виде графиков: зависимости амплитуды осцилляций от обратного магнитного поля  $\ln \delta(1/B)$  для образцов №1 (рис.3), №2, №3, №4 (рис.4) и зависимости квантового времени релаксации от температуры для образца №1 (рис.5), №2 (рис.6).

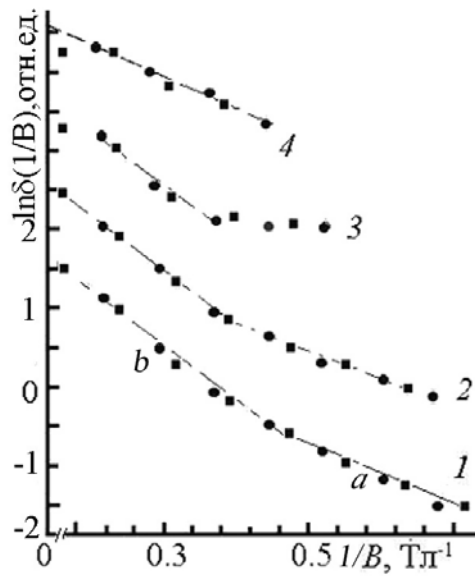


Рис. 3. Зависимость амплитуды осцилляций от обратного магнитного поля для образцов с  $n_s = (6.05 \pm 0.05) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при  $T$ , К: **1** – 4.2, **2** – 10.2, **3** – 20.2, **4** – 28.6.

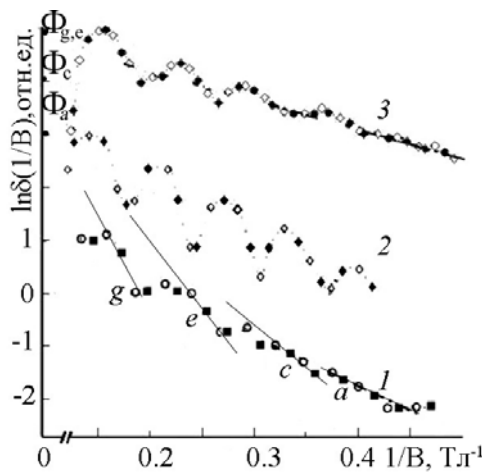


Рис. 4. Зависимость амплитуды осцилляций  $\ln \delta(1/B)$  от обратного магнитного поля  $1/B$  основной  $E_m$  подзоны для образцов с концентрацией  $n_s \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ : **1** – 2.4, **2** – 3.6, **3** – 4.2.  $T=4.2$  К

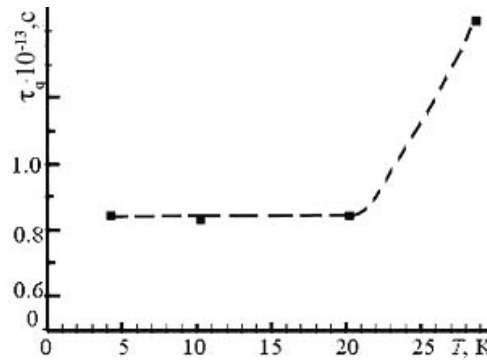


РИС. 5. Зависимость квантового времени релаксации электронов от температуры для образцов с концентрацией  $n_s = (6.05 \pm 0.05) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

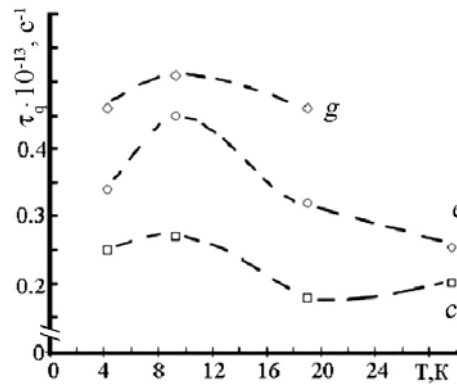


РИС. 6. Зависимость квантового времени релаксации  $\tau_q$  участков (g, e, c) на зависимости  $\delta(1/B)_{T=const}$  от температуры для образца №2  $n_s = 2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Детальный анализ представленных графиков позволяет выявить следующие факты:

1. на рис.3 наблюдается отсутствие зависимости квантового времени релаксации от магнитного поля  $B \neq 3$  Тл. Изменение угла наклона функции  $\ln \delta(1/B)$  в области магнитных полей  $B = 3$  Тл ( $1/B = 0.33 \text{ Тл}^{-1}$ ) проявляет скачкообразное изменение квантового времени рассеяния  $\tau_q$  для структуры с основной  $E_m$  подзоной.

2. на рис.4 для всех образцов при заполнении электронами основной  $E_m$  подзоны и возбужденной  $E_p$  подзоны наблюдается осциллирующая зависимость  $\tau_q(B)$  (рис.4). Аппроксимация линейных участков «a, c, e, g» на ось  $\ln \delta(1/B)$  при  $B = 0$  определяет положение полюсов  $\Phi_{a,c,e,g}$ , а угол наклона прямых  $-\tau_q(B)$ . На рис.4 продемонстрировано смещение полюса  $\Phi_{a,c}$  относительно  $\Phi_{e,g}$  в области  $1/B \geq 0.3 \text{ Тл}^{-1}$  при  $T = 4.2 \div 20.2 \text{ К}$ .

3. Отсутствие зависимости  $\tau_q(T)$  (рис.5) в области  $4.2 < T < 20.2 \text{ К}$  для образца №1 и резкое до  $2^x$  раз увеличение при  $T = 28.6 \text{ К}$ .

4. Немонотонная зависимость  $\tau_q(T)$  (рис.6) для образца №2.

Для объяснения физической природы этих результатов были установлены основные механизмы рассеяния 2D и Q2D электронов и условия их реализации. Далее выполнен анализ параметров и условий опыта относительно режимов и каналов взаимодействия. Экспериментальные данные и результаты расчетов сведены в таблицах 1 и 2.

Приняты обозначения:  $n_s$  — концентрация электронов,  $E_F$  — энергия Ферми,  $m^*$  — эффективная масса,  $k_{F_{m,p}}$  — фермиевский волновой вектор,  $d_{m,p}$  — ширина квантовой ямы

ТАБЛИЦА 1. Параметры двумерного электронного газа в образцах InAs/AlSb

№ образца	1	2		3		4		
	Компонент							
Параметр	«m»	«m»	«p»	«m»	«p»	«m»	«p»	
$n_s \cdot 10^{11}, \text{см}^{-2}$	6.1	18.0	6.0	27.0	11.1	6.18	37.6	
$E_F, \text{мэВ}$	100	137		194		210		
$E_{m,p}, \text{мэВ}$	54	32	102	57	137	48	183	
$2\pi/d_{m,p}, 10^6 \text{см}^{-1}$	4.2							
$\sqrt{8m * s^2(E_F - E_{m,p})}, \text{К}$	14	21.9	12.8	27.1	17.5	31.3	12.7	
$k_{F_{m,p}}, 10^6, \text{см}^{-1}$	2	3.4	1.9	4.1	2.6	4.9	2	
$kT/\hbar s, 10^6 \text{см}^{-1}$	4.3	4(T=12.8K)		5.3(=17.5K)		4(T=12.7K)		
$r = (\varepsilon E_F / 6e^2 n_s)^{1/2}, 10^{-6} \text{см}$	2	1.6		1.3		1.2		
$N_D \cdot 10^{18}, \text{см}^{-3}$	—	0.86		2.0		2.4		
$m^*/m_e$	0.033	0.042		0.048		0.053		

на уровнях размерного квантования  $E_{m,p}$  (15 нм),  $s$  — скорость звука. В оценках использовано значение  $s = 4.28 \cdot 10^3$  м/с [4],  $r$  — радиус действия потенциала,  $\varepsilon(\varepsilon_0)$  — диэлектрическая проницаемость вещества (вакуума),  $e$  — заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $N_D$  — концентрация ионов  $Te^+$ .

### 3. Механизмы рассеяния

Доминирующие механизмы рассеяния в структурах AlSb/InAs/AlSb исследованы в ранних работах [1]. Установлено, что основным механизмом рассеяния, ограничивающим подвижность, и соответственно транспортное время релаксации является рассеяние на ионах примеси, а малоугловое ограничено рассеянием на шероховатостях гетерограниц. Однако, необходимо учитывать каждый из механизмов вносит вклад в рассеяние и на большие и на малые углы. В этом случае времена релаксации отличаются коэффициентами. В процессах уширения квантовых уровней основную роль играет рассеяние на областях действия внешнего потенциала, когда их размеры  $\Lambda$  соизмеримы с размерами магнитной длины носителей тока  $\ell(B) = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB}}$ , но не превосходят радиус действия потенциала  $r = (\varepsilon E_F / 6e^2 n_s)^{1/2}$ , что соответствует условию:  $r \geq \Lambda \geq \ell(B)$ .

Для структур AlSb/InAs/AlSb размер дефектов составляет  $\Lambda = 140 \text{ \AA}$ ,  $\delta = 5.5 \text{ \AA}$  [4]. Условие, при котором дефекты являются эффективными рассеивателями на малые углы, выполняется для образцов №1, №2 и частично для №3, №4 образцов (таблица 1), где  $\Lambda \approx r$  возмущение, создаваемое дефектами частично экранируется в области магнитных полей  $3 \div 7$  Тл, где  $\ell(B) = (1.4 \div 2.6) \cdot 10^{-6}$  см. Изменение эффективности рассеяния отражает квантовый параметр  $\tau_q$ .

В образце №1, наиболее простом для исследования взаимодействий, в котором заполнена только одна подзона размерного квантования было обнаружено скачкообразное изменение  $\tau_q(B)$  в поле  $B \approx 3$  Тл. Применяв условие эффективного рассеяния определяем, что на графиках Дингла в области магнитных полей  $\approx 3$  Тл ( $1/B \approx 0,33 \text{ Тл}^{-1}$ ) должно наблюдаться изменение угла наклона. При  $B > 3$  Тл, эффективность рассеяния изменяется т.е.  $\tau_q^a < \tau_q^b$ . Скачкообразное изменение квантового времени релаксации (рис.3) наблюдается впервые для структур с одной заполненной подзоной размерного квантования в диапазоне температур  $= (4.2 \div 20.2) \text{ К}$ .

Для структур с двумя заполненными подзонами ( $E_m, E_p$ ) это условие эффективности рассеяния  $\tau_q(B)$  также выполняется. На рис.4 зависимость  $\ln \delta(1/B)$  имеет осциллирующий вид и аппроксимация графиков линейными участками дает возможность определить квантовое время рассеяния  $\tau_q^{a,c,e,g}(B)$  только на некоторых интервалах  $B$ :  $\tau_q^a > \tau_q^c > \tau_q^g > \tau_q^e$ . В области магнитных полей  $B > 3$  Тл происходит смещение полюса  $\Phi_{a,c}$  относительно  $\Phi_{g,e}$ , что свидетельствует о смене доминирующего механизма рассеяния или изменении вклада этого механизма в релаксационные процессы. Отметим, что для образца №4 этой закономерности не наблюдается, вероятно, в связи с включением в этой области магнитных полей в процесс рассеяния эффектов расщепления уровней основной и возбужденной подзон размерного квантования.

В данной работе проведен теоретический расчет квантового и транспортного времени релаксации с использованием следующих формул [5]:

$$\tau_q = \frac{(k_F \cdot \Lambda)^2}{3} \cdot \frac{\hbar^3}{2m^*e^2(\delta\Lambda F)^2 I_2(k_F \Lambda/2)} \quad (1)$$

При условии  $k_F \lambda \gg 1$ . Здесь  $F = e(n_s + N_A W_2)/4\pi\epsilon_0$  – встроенное электрическое поле на гетерогранице,  $W_2$  – толщина области пространственного заряда в слое AlSb,  $k_F$  – волновой вектор Ферми,  $\delta, \Lambda$  – геометрические размеры шероховатостей на гетерогранице,  $m^*(e)$  – эффективная масса (заряд) электрона. Функция  $I_2(\beta)$  определена в работе [6] в случае слабого экранирования ( $E_F \gg E_B, kT \ll \sqrt{8m^*s^2 E_B}$ )

$$I_2(\beta) = 0.5 \int_0^1 \sqrt{1-x^2} \exp[-(1-x^2)\beta^2] dx \quad (2)$$

$N_A$  – концентрация акцепторов ( $\approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ),

При  $4k_F L \gg 1$  ионизированные примеси в слое AlSb удалены от Q2D электронного газа на расстояние от  $L_1 = z_0 + d_{sp}$  до  $L_1 + W_1$ . Транспортное время релаксации рассчитывается по формуле:

$$\tau_t = (2k_{Fm,p} L)^2 \cdot \frac{64\pi\hbar^3 \epsilon^2 (2\pi n_s)^{3/2}}{e^4 m^* N_D k_F^2 [L_1^{-2} - (L_1 + W_1)^{-2}]} \quad (3)$$

Где  $N_D$  – концентрация доноров в слое AlSb (табл.1.),  $q_s$  – волновой вектор Томаса-Ферми,  $W_1$  – ширина области пространственного заряда,  $z_0$  – расстояние от центра волновой функции электронов до гетерограницы,  $d_{sp}$  – толщина спейсера.

Результаты, рассчитанные по формулам (1) и (3) сведены в таблице 2. Для сопоставления и анализа результатов в таблице представлены экспериментальные данные  $\tau_t$  (из зависимости коэффициента Холла) и  $\tau_q$  (из графиков Дингла).

#### 4. Режимы и каналы релаксации носителей тока

Формирование квантового времени рассеяния по правилу Матиссена требует учета всех процессов взаимодействия: электрон-электронного « $e - e$ » и электрон-фононного « $e - ph$ »:  $\tau_q(\tau_{ee}, \tau_{e-ph})$ .

Разрушение квантования Ландау формируется во взаимодействии электронов  $m$  и  $p$ -подзон, независимо от того, какая компонента воспринимает внешнее возмущение от источников. За счет внутри- и межподзонного взаимодействия это возмущение охватывает всю двумерную систему и регистрирует в виде  $\tau_q(T)$ . Источником возмущений являются дефекты гетерограниц с характерными размерами  $\Lambda, \delta$  [7] и ионы донорной примеси  $N_{Te}^+$ .

Столкновения с дефектами кристаллической решетки разрушают основное квантовое состояние. Это приводит к уширению уровней Ландау и определяет амплитуду осциллирующих кинетических эффектов. Функционально столкновения определяются фактором Дингла:  $R_D \propto \exp(-2\pi^2 kT_D / \hbar\omega)$ .

Рассматривая систему 2D электронов в отсутствии внешнего источника возмущений, необходимо выделить следующие каналы релаксации: электрон-электронного взаимодействия  $\tau_{ee}$  и взаимодействия электронов с кристаллической решеткой с временами релаксации  $\tau_{ph}$ . В исследуемой структуре электронные состояния коррелированы и когерентны, что определяется сильным « $e - e$ » взаимодействием и выполняется условие:  $\tau_{ee} \ll \tau_p \ll \tau_\varepsilon$ , где  $\tau_p$  и  $\tau_\varepsilon$  — времена релаксации импульса  $p$  и энергии  $\varepsilon$  [8]. Когерентность электронных состояний обеспечивается более длительным временем жизни на них, относительно длины свободного пробега (время релаксации импульса).

В условиях квантующего магнитного поля, равновесное состояние электронов определяется степенью хаотичности 2D и Q2D электронов, находящихся в термодинамическом равновесии с кристаллической решеткой. Искажения потенциального рельефа, приносимые дефектами различного вида, изменяют характер столкновений в электронной системе.

Стабильность неравновесного состояния при изменении магнитного поля отражается на зависимости  $\tau_q(B)$  рис.3 и  $\tau_q(T)$  рис.5. Физические условия  $q_T = \frac{kT}{\hbar s} \ll 2k_{F_{m,p}}$  соответствуют реализации малоуглового рассеяния на фононах. Время рассеяния  $\tau_{e-ph}$  зависит от магнитного поля и температуры  $\tau_{e-ph} \propto B^{(4 \div 5)}$ ,  $\tau_{e-ph} \propto T^6$ . Зависимость  $\tau_q(B)$  и  $\tau_q(T)$  не отражают включения этих механизмов рассеяния. Расчеты же показывают, что при рассеянии электронов на пьезоакустическом потенциале  $\tau_{e-ph}^{PA}$  в магнитном поле  $B=0 \div 7$  Тл составляет  $10^{-10} \text{ с} \div 10^{-14} \text{ с}$  в интервале температур  $T=4.2 \div 20.2$  К. Таким образом, можно заключить следующее, что разрушение квантования Ландау распространяющееся за счет « $e - e$ » взаимодействий стабилизируется каналом « $e - ph$ » взаимодействия.

Рассматривая механизмы разрушения квантования Ландау в сложной Q2D электронной системе, следует учитывать  $m$ - и  $p$ - компоненты энергетического спектра. Вследствие пространственной близости  $p$ -компоненты  $|\psi|_p^2$  (рис.2) к гетерограницам, возмущение от потенциала, создаваемого рельефом гетерограниц и ионами легирующей примеси, воспринимает именно эта компонента энергетического спектра. Затем, возмущение распространяется на всю электронную систему за счет сильного межподзонного взаимодействия.

Этот факт также находит свое подтверждение на рис.4. Осциллирующая зависимость  $\ln \delta(1/B)$  и скачкообразное изменение  $\tau_q(B)$  является результатом включения межподзонного канала взаимодействия при одновременном (по магнитному полю) выходе на уровень Ферми квантовых уровней Ландау  $E_m, E_p$  подзон размерного квантования. Вследствие симметричности расположения источников возмущения относительно гетерограниц, создаются условия при определенных физических параметрах  $B$  и  $T$  для резонансного включения межподзонного взаимодействия, что приводит к появлению участков с отрицательной температурой Дингла. Определить время релаксации на этих участках невозможно.

Следовательно, с одной стороны  $p$ -компонента воспринимает внешнее возмущение и распространяет его, с другой стороны он выступает как канал установления стационарного состояния и через него идет энергетическая и импульсная релаксация. Приток возмущения не накапливается, а рассеивается импульсно-энергетической релаксацией по PA-DA каналу в малоугловом режиме с характерным временем  $\tau_{e-ph}^{PA}, \tau_{e-ph}^{DA}$ . Таким образом, электрон-фононное взаимодействие обеспечивает стационарность термодинамического равновесия.

Зависимость квантового времени релаксации проявляет аномалии  $\tau_q(T)$  для всех исследуемых образцов, включая №1, где заполнена только одна подзона размерного квантования. Наблюдаемое изменение  $\tau_q$  обусловлено сменой доминирующего механизма рассеяния электронов на малые углы и/или началом заполнения второй подзоны размерного квантования. Предполагается, что таким механизмом может выступить электрон-фононное взаимодействие  $e-ph$ , компонентами которого являются времена неупругой и упругой релаксации на пьезоэлектрическом и деформационном потенциалах акустических фононов.

Эта ситуация требует анализа параметров и условий опыта относительно режимов и каналов импульсной и энергетической релаксации. В соответствии с работой [9] выделим области температур: малоуглового рассеяния  $kT < \sqrt{8m * s^2 E_F}$ , частичной неупругости  $\sqrt{8m * s^2 E_F} < kT < \sqrt{8m * s^2 (E_F^- E_{m,p})}$  и высоких температур  $kT > \sqrt{8m * s^2 (E_F^- E_{m,p})}$ . Пьезоакустическое электрон-фононное взаимодействие (РА) доминирует над деформационным (ДА) при достаточно низких температурах.

Взаимодействие электронов с колебаниями решетки сопровождается испусканием и поглощением фононов с волновыми векторами  $q \propto \min \{q_{\perp}, q_{II}\}$ . Проекция волнового вектора в направлении, перпендикулярном движению электронов в квантовой яме InAs, определяется шириной ямы и температурой:  $q_{\perp} \propto \min \{2\pi/d, kT/\hbar s\}$ . В направлении, параллельном движению, волновой вектор фонона определяется законами сохранения импульса и энергии:  $q_{II} \propto \sqrt{8m(E_F - E_{m,p})}/\hbar$ . В исследуемых образцах выполняются все три режима.

В области малоуглового рассеяния электронов  $q_T = \frac{kT}{\hbar s} \ll 2k_{F_{m,p}}$ , т. е. неупругой релаксации при низких температурах в элементарном акте взаимодействия, обмениваясь с решеткой энергией порядка  $kT$ , электрон меняет свой импульс незначительно  $q \propto \min \{q_T, 2k_{F_{m,p}}\}$ , т.е. изменение импульса электрона определяется продольной компонентой волнового вектора фонона, зависящего от температуры при  $2k_{F_{m,p}} > q_T$ . Время релаксации импульса определяется из выражения [5]:

$$\tau_{e-ph}^{-1} = 2 \cdot 5! \zeta(5) \frac{s}{l_0} \left( \frac{kT}{2m * s^2} \right)^2 \left( \frac{kT}{\sqrt{8m * s^2 E_F}} \right)^3 \quad (4)$$

где  $l_0 = \pi \hbar^4 \rho / 2(m^*)^3 E_1^2$  — характерная длина,  $\rho$  — плотность вещества,  $E_1$  — константа деформационного потенциала,  $E_F$  — энергия Ферми,  $\zeta$  — дзета-функция Римана. Для оценки  $\tau_{e-ph}^{-1}$  использованы значения:  $\rho = 5.68$  г/см<sup>3</sup>,  $E_1 = 3.4$  эВ [6].

В исследованных образцах условие низкотемпературного предела выполняется ( $T_{np} = 2\hbar k_F s / k > T$ ), но случай сильного экранирования электрон-фононного взаимодействия, вызываемое перераспределением носителей, сопровождающих акустическую волну, не реализуется. Условием сильного экранирования является:  $kT < \sqrt{8m * s^2 E_B}$ ,  $E_F \gg E_B$ , т.е. средняя кинетическая энергия электронов гораздо больше характерной энергии кулоновского рассеяния. Энергия  $E_B$  описывается соотношением:

$$E_B = \frac{m * e^4}{2(4\pi\epsilon\epsilon_0\hbar)^2}, \quad (5)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon$  — статистическая диэлектрическая проницаемость InAs ( $\epsilon = 15.15$ ). Расчет энергии кулоновского рассеяния энергии Ферми показал обратное соотношение:  $E_B$  составила  $(2 \div 3)$  мэВ, а  $E_F$  —  $(4 \div 20)$  мэВ. Следовательно, условие экранирования электрон-фононного взаимодействия в низкотемпературной области малоуглового рассеяния не выполняется.

В области частичной неупругости  $\sqrt{8m * s^2 E_F} < kT < \sqrt{8m * s^2 (E_F^- E_{m,p})}$  характерная энергия фононов, испускаемых поперек колодца порядка  $kT$  гораздо больше той же



для фононов вдоль колодца. Время релаксации определяется по формуле:

$$\tau_{e-ph}^{-1} = \frac{s}{l_0} \left( \frac{kT}{2m^*s^2} \right)^2 \quad (6)$$

В области высоких температур, волновой вектор теплового фонона определяется размером области локализации электрона  $q_{\perp} \propto 2\pi/d$  и  $q_{II} \propto 2k_{F_{m,p}}$ , т.к.  $kT/\hbar s > 2\pi/d$ . В реализуемых условиях  $q_{II} < q_{\perp}$  и вклад в электрон-фононное взаимодействие дают фононы, испускаемые в направлении перпендикулярном движению носителей заряда. Время релаксации импульса частицы при квазиупругих переходах определяется выражением:

$$\tau_{e-ph}^{-1} = \frac{8s}{3l_0} \frac{kT\sqrt{E_F}}{(2m^*s^2)^{3/2}} \quad (7)$$

Оценка рассмотренных выше режимов позволила выявить граничные температуры ( $T_1$ ,  $T_2$ ) для каждого из образцов. Для образца №1 установлено, что малоугловое рассеяние реализуется при  $T_1 < 13$  К, а область высоких температур при  $T_2 > 14$  К. Для остальных образцов предельные температуры составляют следующие значения:  $T_1 < 13$  К,  $T_2 > 22$  К (№2);  $T_1 < 17.5$  К,  $T_2 > 27.1$  К (№3);  $T_1 < 13$  К,  $T_2 > 31$  К (№2). В окрестности этих значений следует ожидать аномалии на зависимости  $\tau_q(T)$  ( $\tau_{ee}$ ,  $\tau_{e-ph}$ ) (рис.5, рис.6).

Время релаксации электронов при рассеянии на акустических фононах в указанных областях температур составляет:  $\sim 10^{-10} \div 10^{-12}$  с. Результаты расчетов квантового и транспортного времени релаксации приведены в таблице 2.

Можно заключить, что для образца №2 в области  $T < 12.8$  К для Q2D электронов в  $E_m$  и  $E_p$  подзонах доминирует взаимодействие с пьезоакустическими фононами, а при  $T > 22$  К — рассеяние электронов на деформационно-акустических фононах. Нелинейность зависимости  $\tau_q(T)$  в диапазоне температур  $12.8 < T < 21.9$  К объяснена сменой (РА) релаксации в режиме малоуглового рассеяния на (РА+DA) релаксацию.

Исследуя зависимость квантового времени от температуры  $\tau_q(T)$  для образца №1 (рис.4) не может быть объяснен доминирующим вкладом в процесс рассеяния электрон-фононных взаимодействий. В данном случае реализуется ситуация, когда под уровнем Ферми  $E_F$  располагается одна подзона размерного квантования  $E_m$ , а над уровнем Ферми находится вторая возбужденная, но пустая подзона  $E_p$ , отстоящая на энергетический интервал  $kT$ :  $E_p = E_F + kT$ . Повышение температуры может вызвать частичное заполнение второй подзоны размерного квантования и приведет к увеличению квантового времени релаксации за счет включения канала межподзонного взаимодействия электронов.

В наноструктурах InAs/AlSb при заполнении  $E_m$  и  $E_p$  подзон, зависимость квантового времени релаксации электронов от температуры становится неоднозначной. Вклад в процесс рассеяния электрон-фононных взаимодействий обуславливает зависимость квантового времени релаксации, определяемого из участков графиков Дингла, от магнитного поля  $\tau_q(B) \propto B^{-0.6}$ .

Анализ магнитополевых зависимостей осцилляций поперечного магнитосопротивления  $\delta(1/B)_{T=const}$  для образцов с концентрацией  $n_s = (2.4 \div 4.2) \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> в интервале температур  $T = 4.2 \div 28.6$  К позволил установить зависимость  $\tau_q()$  в областях магнитных полей, соответствующим участкам «g», «e» и «c». Зависимость  $\tau_q(T)$  представлена на рис. 5.

Немонотонный характер данной параметрической зависимости может объясняться двумя причинами:

1. конкуренцией отдельных компонентов внутривидовой и межвидовой релаксации электронов при заполнении двух подзон. При низких температурах до 9 К возмущение от внешних источников «воспринимается» электронами второй подзоны размерного

квантования, т.к.  $\tau_q^m/\tau_q^p < 1$  [10], и за счет сильного электрон-электронного ( $e-e$ ) взаимодействия распространятся на всю систему  $n_m$  и  $n_p$  электронов. Электроны  $n_p$  второй подзоны частично экранируют поле, создаваемое электронами первой подзоны, приводя к увеличению времени релаксации электронов в  $E_m$  подзоне. При  $T > 9$  К наблюдается уменьшение времени релаксации, что обусловлено увеличением интенсивности межподзонного рассеяния электронов. Повышение температуры эффективно воздействует на функцию плотности состояний электронов  $E_p$  подзоны размерного квантования. В исследованных образцах уширение уровней составляет  $\delta E_p \approx 2.6 - 5.2$  мэВ и при  $T \approx 9$  К ( $kT \approx 0.8$  мэВ) частично снимается вырождение в  $p$ -подзоне размерного квантования. Это приводит к делокализации электронов в  $E_p$  подзоне, и восстановлению эффективности межподзонного  $e-e$  взаимодействия.

2. сменой режимов электрон-фононного взаимодействия, которое было описано ранее.

ТАБЛИЦА 2. Времена релаксации в структуре InAs/AlSb

Образцы Температура опыта, К.	Теоретические расчеты Виды рассеивания				Из осцилляций ШдГ		
	Электрон- фононное рассея- ние $10^{-10}$ с	На шеро- ховато- стях $10^{-14}$ с	На ионах примеси $10^{-14}$ с	Электрон- электрон- ное $10^{-12}$ с	Транс- портное время ре- лаксации $10^{-12}$ с	Квантовое время ре- лаксации, $10^{-14}$ с $\langle \tau_q \rangle_{cp} / \langle \tau_q \rangle_B$ $B=3.3 \div 4.3$ Тл	
№1 4.2 К 10.2 К 20.2 К 28.6 К	11	9.1	1.9	5.00	3.46	8.31	
	0.13	9.1		0.86		8.31	
	0.37	9.1		0.22		8.31	
	0.26	18.3		0.11		16.0	
№2 4.2 К 9.2 К 18.9 К 29.6 К	20	3.7	0.71	3.50	2.39	6.2	3.4
	0.4	3.7		0.71		6.4	4.5
	1.1	3.7		0.15		6.8	3.2
	0.14	3.6		0.61		-	2.5
№3 4.2 К 10.3 К 19.2 К	37	5.8	0.41	3.31	7.04	7.1	3.0
	0.42	5.8		0.54		7.0	3.0
	0.97	5.7		0.15		7.2	2.5
№4 4.18 К	46	7.7	0.39	3.37	1.70	2.5	

## 5. Заключение

Основными источниками внешних возмущений в легированных структурах AlSb(Te<sup>+</sup>)/InAs/AlSb(Te<sup>+</sup>) являются ионы донорной примеси и шероховатости гетерограниц. Анализ исследований показал, что при рассеянии импульса в слабо разупорядоченном электронном газе на кулоновском заряде остаточной примеси в области гетерограницы в условиях  $B=0$ , выполняется следующая иерархия времен релаксации:  $\tau_t \ll \tau_{ee} \ll \tau_{e-ph}$ . В квантующем магнитном поле электронные состояния коррелированы и когерентны, что определяется сильным электронным взаимодействием, тогда выполняется следующее неравенство:  $\tau_{ee} \approx \tau_q \ll \tau_t \ll \tau_{e-ph}$ .

Расчет времен релаксации позволяет сделать вывод, что малоугловое рассеяние  $\tau_q$  контролируется рассеянием на шероховатостях и формируется по каналам внутри и межподзонной релаксации с включением электрон-фононного взаимодействия. Анализ экспериментов показывает существенное уменьшение  $\tau_{e-ph}^{PA}$  и  $\tau_{e-ph}^{DA}$  в квантующем магнитном поле на 4-5 порядков относительно  $B = 0$ .

Приведенные оценки времени рассеяния двумерных электронов на пьезоакустических  $\tau_{e-ph}^{PA}$  и деформационных фононах  $\tau_{e-ph}^{DA}$  показали, что для всех образцов в изученном температурном интервале реализуются несколько режимов электрон-фононной релаксации: малоугловое рассеяние, область частичной неупругости, область высоких температур. Таким образом, именно сменой  $PA$ -релаксации на  $PA+DA$  релаксацию следует объяснять нелинейность  $\tau_q(T)$ . Электрон-фононное взаимодействие обеспечивает стационарность термодинамического равновесия состояний электронной системы с кристаллической решеткой образца и стабилизацию разрушения квантования Ландау.

## Литература

- [1] Афанасова М.М., Степанов В.А. Сравнительный анализ параметров и свойств вырожденного электронного газа. Вестник РГРТУ // 2007. — Т.22. — С. 52–59.
- [2] Алешкин В.Я., Гавриленко В.И. Иконников А.В., Садофьев Ю.Г. и др. Циклотронный резонанс в легированных и нелегированных гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами // ФТП. — 2000. — Т.39, №1. — С. 71–74.
- [3] Dingle R.B., Somemagnetic properties of metals. // Proc.Roy.Soc.A. — 1952. — V.211. — P. 517–525.
- [4] Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. Band parameters for III-IV compound semiconductors and their alloys. // J.Appl. Phys. — 2001. — V.89. — P. 5824–5826.
- [5] Быстров С.Д., Крещук А.М., Новиков С.В., Полянская Т.А., Савельев И.Г. Квантовое и классической времена релаксации и свойства гетерограницы в селективно легированных гетероструктурах. // ФТП. — 1993. — Т.27, №4. — С. 645–653.
- [6] Guillemot G., Baudet M., Gauneau M., Regreny A. Temperature dependence of electron mobility in GaAs-GaAlAs modulation doped quantum. // Phys. Rev.B. — 1987. — V.35. — P.2799–2807.
- [7] Sigmund J., Saglam M., Hartnagel H.L., Zverev V.N. Structural and transport characterization of AlSb/InAs quantum-well structures grown by molecular-beam epitaxy with two growth interruptions. // J.Vac.Sci. Technol. B. — 2002. — V.20, №3. — P. 1174–1177.
- [8] Кадушкин В.И. Электрон-фононный фактор затухания квантования Ландау 2D электронов с тонкой структурой энергетического спектра. // ФТП. — 2004. — Т.38, №4. — С. 412–416.
- [9] Карпус В. Энергетическая и импульсная релаксация двумерных носителей заряда при взаимодействии с деформационными акустическими фононами. // ФТП. — 1986. — Т.20. — С. 12–18.
- [10] Афанасова М.М., Степанов В.А. Роль электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия в процессе квантования Ландау в наноструктурах InAs/AlSb. // Известия вузов. Физика. — 2009. — Т.8. — С. 20–24.