

Электрон-фононный фактор затухания квантования Ландау 2D электронов с тонкой структурой энергетического спектра

© В.И. Кадушкин[¶]

Рязанский государственный педагогический университет,
390000 Рязань, Россия

(Получена 29 апреля 2003 г. Принята к печати 26 августа 2003 г.)

Рассмотрен дрейф вырожденных 2D электронов по каналу потенциальной ямы гетероперехода. В квантующем магнитном поле **B** электроны сканируют дефекты гетерограницы, что возмущает их импульсно-энергетическое равновесное состояние (T, T_D^0). Стационарное неравновесное состояние (T, T_D^*) достигается электрон-фононной релаксацией по энергии и импульсу. Экспериментальная нелинейная зависимость $T_D(T)$ объяснена примешиванием деформационных акустических фононов к взаимодействию 2D электронов с пьезоэлектрическими фононами.

1. Введение

Эффекты взаимодействия квазичастиц от пионерских работ [1,2] до настоящего времени [3,4] вызывают неослабевающий интерес. Это связано с тем, что электрон-электронные и (или) электрон-фононные взаимодействия, например, играют определяющую роль в кинетических явлениях. Среди наиболее значимых отметим эффекты горячих электронов, квантовые поправки к проводимости и затухание квантования Ландау в объемных (3D) и двумерных (2D) полупроводниковых соединениях с вырожденными электронами. Известны аномалии низкотемпературного магнитотранспорта, связанные с заполнением 2D электронами нескольких подзон размерного квантования [5–9].

В экспериментах с $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(\text{Si})/\text{GaAs}$ [10,11] обнаружена немонотонная зависимость времени нетеплового (столкновительного) уширения уровней Ландау от температуры и концентрации 2D вырожденных электронов $\tau_q^{\text{exp}}(T, n_s)$. Там же предложена качественная интерпретация наблюдаемых особенностей на основе учета конкуренции каналов электрон-электронных „ $e-e$ “ взаимодействий в сложной системе вырожденных электронов $\tau_{ee}^{\text{th}} \approx \tau_q^{\text{exp}}$. В [12–14] выполнены исследования „ $e-e$ “ релаксационных процессов в системе 2D электронов с тонкой структурой энергетического спектра и пространственного распределения электронной плотности. Показано, что затухание квантования Ландау контролируется „ n “-сателлитом „ p “-компонента возбужденной подзоны размерного квантования (обозначения электронных компонентов см. далее на рис. 1). Анализ выражений для $\tau_{ee}^{\text{th}}(T)$ показал, что нелинейная зависимость $\tau_q^{\text{exp}}(T)$ связана с возбуждением 2D плазмонов на частоте $\omega = kT/\hbar$, определяемой концентрацией „ n “-сателлита. Удалось объяснить особенности в зависимостях $\tau_q^{\text{exp}}(T)$ как для случая заполнения одной основной подзоны [15], так и для двух подзон [10] размерного квантования.

В настоящей работе на основе физической модели „ $e-e$ “ взаимодействий [10–14] рассмотрена динамика

формирования разрушения квантования Ландау и выявлена роль электрон-фононной релаксации как фактора, стабилизирующего процесс разрушения. Показано, что температурные особенности $\tau_q^{\text{exp}}(T)$ можно объяснить примешиванием деформационных (DA) фононов к взаимодействию электронов с пьезоэлектрическими (PA) фононами.

2. Исходная модель

Распределение электронной плотности $|\psi(z)|^2$ и энергетическая структура одиночного гетероперехода $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}(\text{Si})/\text{GaAs}$ с уровнем легирования $N_D \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и фоновой (акцепторной) примесью $N_A \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ представлены на рис. 1. При расчетах $\tau_{ee}^{\text{th}}(T)$ потенциальная яма $E_C(z)$ аппроксимировалась треугольным профилем с изломами на уровнях размерного квантования $E_m = E_c(d_m)$ и $E_p = E_c(d_p)$ [14].

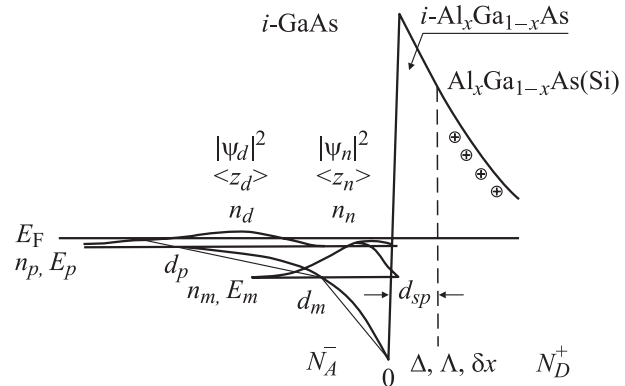


Рис. 1. Энергетическая диаграмма зоны проводимости $E_C(z)$ гетероперехода с двумя заполненными подзонами размерного квантования E_m и E_p с концентрациями n_m и $n_p = n_m + n_d$; $\langle z_{m,p} \rangle$ — центры „тяжести“ $|\psi_{m,p}|^2$ m и p электронных состояний; d_{sp} — размер нелегированной прослойки. Источники возмущений 2D электронной системы: „+“ — ионизированные доноры N_D^+ легирующей примеси (Si), N_A^- — акцепторы из остаточной атмосферы, $(\Delta, \delta x)$ — островки роста и δx — колебания мольной доли гетерограницы.

[¶] E-mail: kadush@ttc.ryazan.ru

№ образца	Компонент		
	1		2
Параметр	„m“-компонент	„p“-компонент	„m“-компонент
$n_s, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	9.4	0.6	8.6
$\varepsilon_F - \varepsilon_{m,p}, \text{ мЭВ}$	32	2.0	29.2
$\sqrt{8ms^2(\varepsilon_F - \varepsilon_{m,p})}, \text{ К}$	19.4	4.9	18.4
$kT/\hbar s, 10^6, \text{ см}^{-1}$		2.1 (T = 8 K)	
$2\pi/d_{m,p}, 10^6 \text{ см}^{-1}$	21	2.1	19
$k_{F_{m,p}}, 10^6 \text{ см}^{-1}$	2.5	1.0	2.3
$\sqrt{8ms^2\varepsilon_B}, \text{ К}$		8.5	
$q_{TF}, 10^6 \text{ см}^{-1}$		2.0	
$\varepsilon_{m,p}, \text{ мЭВ}$	68.0	98	67
$\varepsilon_F, \text{ мЭВ}$		100	96.2

Разрушение квантования Ландау формируется во взаимодействии „m–n“ электронов безотносительно к тому, „m“-компонент или „n“-сателлит „p“-компонента воспринимает внешнее возмущение $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$ от источников. За счет внутри- и межподзонного „e–e“ взаимодействия возмущение охватывает всю 2D электронную систему и регистрируется в виде $\tau_q^{exp}(T)$. „n“-сателлит „p“-компонента занимает ключевое положение по отношению к источникам возмущений (N_D^+, \dots) и к основной концентрации 2D электронов, локализованной в „m“-компоненте. Уместно отметить пространственную совместимость „центров тяжести“ $|\psi_m(z)|^2$ и $|\psi_n(z)|^2$.

Эта ситуация иллюстрируется на рис. 2, где представлены зависимости $T_D(T)$ для двух образцов 1 и 2 с заполнением двух подзон (кривая 1) и одной подзоны

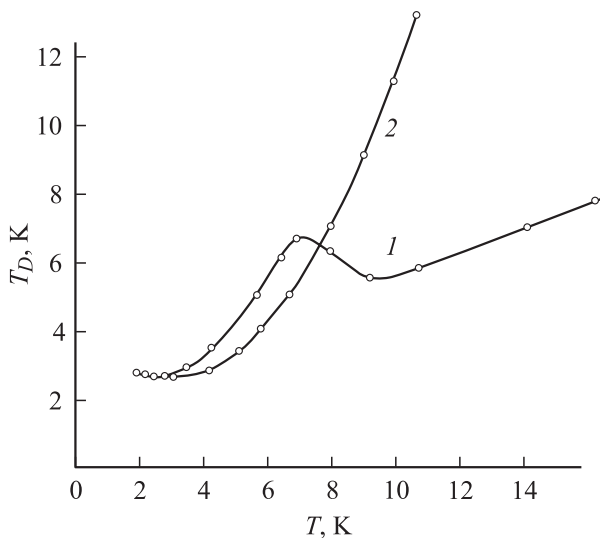


Рис. 2. Характерные температурные зависимости столкновительного уширения уровней Ландау образцов с заполнением двух (1) и одной (2) подзон размерного квантования. Параметры образцов приведены в таблице. Аномалия T_D (1) связана с примешиванием DA фононов к PA релаксации 2D электронов на „p“-подзоне.

(кривая 2) размерного квантования. Данные об образцах приведены в таблице. Видно, что наблюдаемая на образце 1 особенность (нелинейность осцилляционного типа) на кривой $T_D(T)$ в области 6.5–9 К не наблюдается на образце 2.

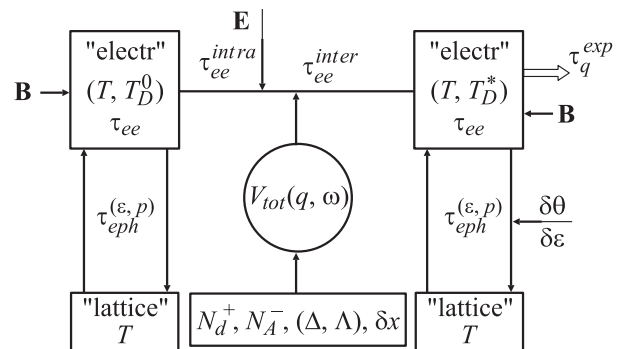


Рис. 3. Схема взаимодействий в системе „electr“-„lattice“ с возбуждением стационарного неравновесного состояния (T, T_D^*) внешним возмущением $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$ при сканировании электрическим полем \mathbf{E} равновесного состояния (T, T_D^0) в квантующем магнитном поле \mathbf{B} дефектов (N_D^+, \dots) потенциальной ямы гетероперехода. Условия состояний: $(T, T_D^0) - T = \text{const}, \mathbf{B} = \text{const}, \mathbf{E} = 0$ ($V(\mathbf{r}, t^0) = \text{const}$); $(T, T_D^*) - T = \text{const}, \mathbf{B} = \text{const}, \mathbf{E} \neq 0$ ($V(\mathbf{r}, t) = V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$).

Рассмотрим „2D электроны“, „кристаллическую решетку“, „источник возмущений“ как термодинамическую систему: „electr“-„lattice“-„ $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$ “ в равновесном состоянии при температуре термостата T (рис. 3). Электроны взаимодействуют между собой и кристаллической решеткой с временами релаксации τ_{ee} и τ_{eph} соответственно. При низких температурах и квантующем магнитном поле \mathbf{B} энергетическое и импульсное равновесное состояние 2D электронов — гармонические осцилляторы с циклотронной частотой $\omega = (e/m^*)B$.

Электронные состояния коррелированы и когерентны, что определяется сильным „e–e“ взаимодействием: $\tau_{ee} \ll \tau_p \ll \tau_e$, где τ_p и τ_e — времена релаксации им-

пульса p и энергии ε . Когерентность электронных состояний на циклотронных орбитах обеспечивается более длительным временем жизни на них, чем время свободного пробега (время релаксации импульса). Начальная фаза электронных состояний контролируется „выходом“ электронов на циклотронную орбиту и имеет случайный характер. Но движение электронов на циклотронных орбитах синхронизовано. Именно это обстоятельство и позволяет применять для описания свойств таких замечательных $2D$ электронов приближение хаотических фаз (ХФ). Следует заметить, что для исследованных нами гетеропереходов $n_s \approx (0.5-2) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ приведенный вигнеровский радиус $r_s^* = r_s/a_B$ имеет значения 0.6-1.2, так что применение приближения ХФ не совсем корректно.

Столкновения электронов с дефектами кристаллической решетки (N_D^+, \dots) разрушают основное квантовое состояние (циклотронные орбиты). Это разрушение отражается в уширении уровней Ландау, что и является причиной конечного значения амплитуды осцилляций кинетических коэффициентов (наряду с другими механизмами [16]). Функционально столкновения учитываются понижающим фактором Дингла $R_D \propto \exp(-2\pi^2 k T_D / \hbar \omega)$, где T_D — температура Дингла, связанная с временем нетеплового, столкновительного уширения τ_q соотношением

$$T_D = \hbar / 2\pi k \tau_q. \quad (1)$$

В отсутствие внешнего электрического поля равносному состоянию электронов сопоставляется температура T_D^0 . Этим параметром определяется степень хаотизации $2D$ электронов, находящихся в состоянии термодинамического равновесия с кристаллической решеткой (T, T_D^0) в квантующем магнитном поле \mathbf{B} . Заметим, что искажения потенциального рельефа $2D$ канала потенциальной ямы, привносимые различного рода дефектами, стационарны $V(\mathbf{r}, t^0)$. Схематически установление равновесного состояния (T, T_D^0) между $2D$ электронами и кристаллической решеткой в квантующем магнитном поле показано на рис. 3 (левая часть). Стационарное состояние (T, T_D^0) электронов с решеткой устанавливается за счет энергетически-импульсной релаксации с характерным временем $\tau_{eph}^{(\varepsilon, p)}$.

3. Режимы и каналы релаксации в (T, T_D^0) состоянии

Механизм разрушения квантового состояния Ландау (T, T_D^0) \mathbf{B} и возбуждения нового равновесного стационарного (T, T_D^*), но неравновесного по отношению к исходному равновесному (T, T_D^0), пояснен в правой части рис. 3. Наложение электрического поля \mathbf{E} ведет к смещению $2D$ электронной системы по каналу потенциальной ямы гетероперехода. При этом движении электроны „сканируют“ пространственное распределение дефектов гетероперехода (N_d^+, \dots). Наблюдатель в

системе отсчета, связанной с $2D$ электронами, „видит“ результат сканирования дефектов $E_C(z)$ как $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$. Внешнее электрическое поле \mathbf{E} выступает лишь как инструмент развертывания внешних (по отношению к $2D$ электронам) возмущений во времени. Это отражается в переходе от $V(\mathbf{r}, t)$ к фурье-компоненту $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$.

В $2D$ электронной системе под действием $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$ изменяется характер столкновений. Теперь уже при $T = \text{const}$ и $\mathbf{B} = \text{const}$ в равновесное уширение kT_D^0 привносится возмущение $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$, инициируемое внешним полем \mathbf{E} , и устанавливается новое равновесное состояние, но с уширением kT_D^* . Это новое равновесное состояние (T, T_D^*) по отношению к состоянию (T, T_D^0) \mathbf{B} следует рассматривать как неравновесное.

Исходное равновесное состояние (T, T_D^0) соответствует условиям: $T = \text{const}$, $\mathbf{B} = \text{const}$, $\mathbf{E} = 0$ ($V(\mathbf{r}, t^0)$). Возмущенное неравновесное состояние (T, T_D^*) возбуждается в условиях: $T = \text{const}$, $\mathbf{B} = \text{const}$, $\mathbf{E} \neq 0$ ($V(\mathbf{r}, t) = V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$). Естественно, что измерения T_D (и соответственно τ_q) выполняются в большинстве экспериментов в режиме развертывания магнитного поля при $\mathbf{E} = \text{const}$ и $T = \text{const}$. Эта ситуация имеет отличия от условий измерений уширения kT_D по эффекту Ван Альфена–де-Гааза [16].

Стационарность неравновесного состояния (T, T_D^*) обеспечивается электрон-фононным механизмом. При этом приток возмущения $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$ в $2D$ электронную систему, инициируемый внешним электрическим полем \mathbf{E} , не накапливается, а рассеивается в термостат импульсно-энергетической релаксацией с характерным временем $\tau_{eph}^{(\varepsilon, p)}$ (правая часть рис. 3).

Эта ситуация полностью аналогична разогреву электронов. В последнем случае энергия, полученная электронами от электрического поля, приводит к увеличению их средней энергии и отрыву электронной температуры T_e от температуры решетки T . Нарастание T_e идет до тех пор, пока за счет эффективного канала релаксации энергии от электронов в термостат, при заданной мощности внешнего источника, не наступит энергетический баланс и для $T = \text{const}$ стабилизируется и T_e . Эту ситуацию контролирует время релаксации по энергии $\tau_{eph}^{(\varepsilon)}$. Вариация подводимой мощности от внешнего источника приведет к изменению скорости оттока энергии от электронов в термостат и стабилизации нового стационарного значения T_e .

Теоретические исследования импульсной и энергетической релаксации $2D$ электронов выполнены в [17] и неоднократно применялись к анализу экспериментов [18–20]. В таблице приведены параметры электронных компонентов образца гетероструктуры, зависимость $E_C(z)$ которого приведена на рис. 1 (№ 12 в [10]).

Далее выполнен анализ параметров и условий опытов сопоставительно режимам и каналам импульсной и энергетической релаксации. Следуя работе Карпуса [17], необходимо выделить режимы малоугловой ($\delta\theta$) и квазиупругой ($\delta\varepsilon$) релаксации и каналы взаимодействия элек-

тронов с пьезоэлектрическими (PA) и деформационными (DA) акустическими фононами.

Для „ m “-компонента образца 1 во всей области температур реализуется режим малоуглового рассеяния ($\delta\theta$) и низких температур:

$$T, T_D \ll \sqrt{8m^*s^2(E_F - E_m)}, \quad (2)$$

где s — скорость звука. Из данных таблицы видно, что режим квазиупругого ($\delta\varepsilon$) рассеяния не реализуется, так как условие

$$\sqrt{8m^*s^2E} \ll T, T_D \ll \sqrt{8m^*s^2E_{m,p}} \quad (3)$$

заведомо не выполняется для каждого из компонентов системы 2D электронов.

Для „ p “-компонента область температур 1.6–12 К необходимо разделить по величине $\sqrt{8m^*s^2(E_F - E_m)} \approx 5$ К на две: 1) $T < 5$ К и 2) $T > 5$ К. В условиях $E_F - E_p \ll E_p$ для „ p “-компонента системы 2D электронов режим малоугловой релаксации в области $T < 5$ К реализуется с незначительным запасом. Поэтому в области $T < 5$ К доминирует (PA) канал импульсно-энергетической релаксации и скорость потерь $\tau_{eph}^{\varepsilon,p} \propto T$ [17]. Именно сменой чисто (PA) релаксации в режиме $\delta\theta$ на ($PA + DA$) релаксацию следует объяснять нелинейность на зависимости $T_D(T)$ в окрестности $T \approx 5$ К. Напомним, что $T_D \propto \tau_q^{-1}$ и стационарное состояние (T, T_D^*) обеспечивается $\tau_{eph}^{\varepsilon,p}$, определяющим темп оттока $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$ от 2D электронной системы в термостат. Это иллюстрируется правой частью схемы на рис. 3.

В обзоре [21] безотносительно к детализации температурных условий (2) и (3) скорости импульсной релаксации для (PA) и (DA) механизмов зависят от температуры по закону $\tau_{eph}^p(PA) \propto T^6$ и $\tau_{eph}^p(DA) \propto T^4$.

Оценка рассмотренных выше режимов на примере образца 1 с выявлением граничной температуры (≈ 5 К), применительно к образцу 2 , показывает, что во всем диапазоне температур реализуется лишь малоугловое $\delta\theta$ рассеяние. Следовательно, нет причин ожидать аномалий и на $T_D(T)$, что и соответствует опыту (рис. 2, кривая 2). Заметим, что энергетический уровень $E_p(z)$ для данного образца 2 лежит выше уровня Ферми E_F на 1.2 мэВ.

Обсудим импульсную релаксацию. Нетепловое уширение определяется малоугловыми столкновениями, с чем согласуется предыдущее обсуждение режимов релаксации от состояния (T, T_D^0) в (T, T_D^*). Величина квазиимпульса q , передаваемого от 2D электронов в термостат при установлении стационарного состояния (T, T_D^*), — $q \propto \min\{q_\perp, q_\parallel\}$, где q_\perp, q_\parallel — компоненты импульса q по оси и в плоскости гетероструктуры. Компоненты квазиимпульса определяются в виде $q_\perp \propto \min\{2\pi/d, kT/\hbar s\}$, $d \in \{d_m, d_p\}$ и $q_\parallel \propto \min\{2k, kT/\hbar s\}$ [17]. В таблице сведены характерные масштабы $d_m, d_p, kT/\hbar s$. Их сопоставление

позволяет заключить, что стационарность состояния (T, T_D^*) контролируется $q(q_\perp, q_\parallel) \propto kT/\hbar s$, т.е. тепловыми продольными акустическими фононами. В оценках использовано значение $s = s_L = 5.4 \cdot 10^5$ см [22].

4. Резюме

В [10–14] показана главенствующая роль „ n “-спутника „ p “-компонента в формировании механизма разрушения квантования Ландау „ $e-e$ “ взаимодействием сложной 2D электронной системы. Вследствие пространственной близости к источникам внешних возмущений $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$ и „ m “-компоненту 2D электронов „ n “-спутник занимает ключевое положение в иерархии „ $e-e$ “ взаимодействий.

Рассмотрение динамики установления стационарного квантового состояния (T, T_D^*), неравновесного по отношению к (T, T_D^0), подтвердило это положение. С одной стороны, „ n “-спутник воспринимает внешнее возмущение $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$ и за τ_{ee}^{inter} распространяет его на всю 2D систему вырожденных электронов. С другой стороны, „ n “-спутник выступает как канал установления стационарного неравновесного состояния (T, T_D^*). Именно через него идет энергетически-импульсная релаксация в термостат, не давая накаливаться $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$ в электронной системе за счет опять же сильного межподзонного „ $e-e$ “ взаимодействия. Пространственно энергетические параметры „ p “-компонента и условия опытов оказываются наиболее подходящими как для восприятия внешнего возмущения, так и для релаксации возбуждения в термостат по (PA)–($PA + DA$) каналу в малоугловом режиме.

При ближайшем рассмотрении обсуждаемой ситуации возникает иллюзорная противоречивость. Существо последней состоит в том, что $\tau_{eph}^{\varepsilon,p}(PA, DA)$ в области квантовых магнитных полей зависят от магнитного поля по закону $\propto B^{-(4 \div 5)}$ [23,24]. В связи с этим определение фактора нетеплового уширения $T_D(T)$ по магнитопольной зависимости осцилляций ШдГ $\delta(1/B)$ [10] для конечного интервала B становится некорректным. Однако это кажущееся противоречие устраняется тем, что источником возмущения когерентной системы 2D электронов в квантующем магнитном поле являются дефекты гетерограницы $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$. Инструментом, распространяющим разрушение на всю 2D электронную систему, является „ $e-e$ “ взаимодействие (внутри- и межподзонное). При этом $\tau_q^{exp} \approx \tau_{ee}(T)$ [13]. Электрон-фононное PA и DA взаимодействие обеспечивает стационарность (T, T_D^0) и (T, T_D^*) термодинамического равновесия состояний 2D электронной системы с кристаллической решеткой образца. В дополнение к последнему, необходимо обратить внимание на следующее. В полупроводниковых соединениях $A^{III}B^V$ выполняется следующая иерархия времен релаксации $\tau_{ee} < \tau_{ei}^p \ll \tau_{ep}^{\varepsilon,p}$, т.е. при низких температурах время релаксации по энергии и импульсу на пьезоэлектрических и деформационных акустических

фононах как для объемного, так и двумерного случая существенно больше времени рассеяния на ионизированных примесях и „ $e-e$ “ столкновений. „Вторжение“ $e-ph$ взаимодействий (PA и DA) в процессе разрушения квантования Ландау обусловлено существенной зависимостью $\tau_{eph}^{\varepsilon,p}(PA)$ и $\tau_{eph}^{\varepsilon,p}(DA)$ от магнитного поля [23]. Анализ экспериментов [24] обнаружил уменьшение соответствующих времен релаксации в квантующем магнитном поле на 4–5 порядков по отношению к условиям $B = 0$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства промышленности, науки и технологий РФ (грант 4.15.99 программы „Актуальные направления физики конденсированного состояния“ и госконтракт № 40.012.1.11153 программы „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники“, раздел „Фундаментальные исследования в области физических наук“) и Министерства образования РФ (гранты № Е 00-3.4-75 и № Е 02-3.4-319).

Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, А.С. Компанец. ЖЭТФ, **5**, 276 (1935).
- [2] Б.И. Давыдов. ЖЭТФ, **7**, 1069 (1937).
- [3] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [4] S.-C. Lee, J. Galbraith. J. Physica B, **272**, 237 (1999); Phys. Rev. B, **62**, 15 327 (2000); G.D. Mahan, L.M. Woods. Phys. Rev. B, **10**, 5276 (1999); G.D. Mahan. *Many-particle physics*, 3d edn. (Kluwer, 2000).
- [5] Ж.И. Алфёров, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Б.Я. Мельцер, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, В.М. Устинов, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **19**, 1199 (1985).
- [6] R. Fletcher, E. Zaremba, M. D’Jorio, C.T. Foxon, J.J. Harris. Phys. Rev. B, **38**, 7866 (1998).
- [7] S. Ben Amor, L. Dmovski, J.C. Portal. Appl. Phys. Lett., **75**, 2925 (1990).
- [8] R.T. Coleridge. Semicond. Sci. Technol., **5**, 961 (1990).
- [9] D.R. Leadly, R.J. Nicolas, J.J. Harris, C.T. Foxon. Sol. St. Electron., **32**, 1473 (1989); Sol. Sci. Technol., **5**, 1081 (1990).
- [10] V.I. Kadushkin, F.M. Tsahhaev. Phys. Low-Dim. Structur., **1/2**, 93 (2000).
- [11] В.И. Кадушкин. Изв. вузов, **43**, 52 (2000).
- [12] В.И. Кадушкин, А.Б. Дюбуа. Журнал радиотехники и электроники, № 5, (2002).
- [13] V.I. Kadushkin, Yu.N. Gorbunova, A.V. Dubois, A.V. Melikhov, F.M. Tsahhaev. Phys. Low-Dim. Structur., **11/12**, 27 (2002).
- [14] А.Б. Дюбуа. Автореф. канд. дис. (Рязань, Рязан. гос. пед. ун-т, 2003).
- [15] В.И. Кадушкин. ФТП, **26**, 1323 (1992).
- [16] Д. Шенберг. *Магнитные осцилляции в металлах* (М., Мир, 1986).
- [17] В. Карпус. ФТП, **20**, 12 (1986); ФТП, **22**, 439 (1988).
- [18] В.И. Кадушкин, А.П. Сеничкин. ФТП, **24**, 1109 (1990).
- [19] А.М. Крешук, М.Ю. Мартисов, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.И. Сайдашев, А.Я. Шик, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **22**, 604 (1988); A.M. Kreschuk, M.Yu. Martisov, T.A. Polyanskaya, J.G. Savel’ev, I.I. Saidashev, A.Ya. Shik, Yu.V. Shmartsev. Sol. St. Commun., **65**, 1189 (1988).
- [20] Г.Н. Гольцман, К.В. Сидоров. Письма ЖЭТФ, **74**, 532 (2001).
- [21] B.K. Ridley. Rep. Progr. Phys., **54**, 169 (1991).
- [22] A. Dragys, J. Kundrotas. *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Vilnius, Sci. Encicl. Publ., 1994).
- [23] J.L. Schmit. J. Appl. Phys., **41**, 2876 (1970).
- [24] В.И. Иванов-Омский, Р. Линк, А.А. Малькова. ФТП, **12**, 855 (1978).

Редактор Л.В. Беляков

The electron-phonon factor of Landau quantization damping of 2D electrons with a fine structure of the energy spectrum

V.I. Kadushkin

Ryazan state pedagogical university
390000 Ryazan, Russia

Abstract The 2D degenerated electrons drift along the channel of the potential well of heterojunction is considered. Electrons are scanning the defects of heterojunction in a quantum magnetic field \mathbf{B} , and thus occurs perturbation in their impulse-energy equilibrium state (T , T_D^0). Stationary nonequilibrium state (T , T_D^*) is realized by the electron–phonon relaxation over the energy and impulse. The experimental nonlinear $T_D(T)$ dependence has been explained by participation of deformation acoustic phonons in the interaction of 2D electrons with piezoelectric phonons.