

Механизм релаксации энергии в системе уровней Ландау в квантовых ямах

М. П. Теленков^{+*1)}, Ю. А. Митягин^{+×}, В. В. Агафонов⁺, К. К. Нагараджа^{+*2)}

⁺ Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

^{*}Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, 119049 Москва, Россия

[×]Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 августа 2015 г.

После переработки 6 октября 2015 г.

Изучена кинетика внутриподзонной релаксации энергии электронов в системе уровней Ландау, лежащих ниже энергии оптического фонона. Обнаружено, что характер релаксации в рассматриваемой системе принципиально отличается от характера релаксации в двумерной непрерывной подзоне квантовой ямы. В частности, в системе уровней Ландау качественно различаются механизмы термализации электронной подсистемы и релаксации ее энергии. При этом время релаксации электронной подсистемы оказывается на несколько порядков больше времени термализации.

DOI: 10.7868/S0370274X15220099

Введение. Изучение процессов релаксации в электронных системах является фундаментальной задачей физики твердого тела, представляющей важность и интерес в том числе и для широкого круга приложений. Характер этих процессов определяется механизмами рассеяния носителей и структурой электронного спектра. Если в системе непрерывных двумерных подзон квантовых ям процессы релаксации достаточно хорошо изучены, то для системы дискретных уровней Ландау в квантовых ямах этот вопрос исследован недостаточно. В частности, отсутствуют работы, объясняющие характер межуровневой релаксации для уровней Ландау, лежащих ниже энергии оптического фонона. Отличительной особенностью этой системы является то, что вследствие дискретного характера электронного спектра процессы одноэлектронного межуровневого рассеяния (на примесях, шероховатости гетерограниц и акустических фононах) в квантующем магнитном поле подавляются и основным механизмом, определяющим характер релаксации, становится электрон-электронное рассеяние.

Поскольку при электрон-электронном рассеянии суммарная энергия двух электронов, участвующих в акте рассеяния, остается неизменной, этот механизм приводит лишь к перераспределению электронов по

уровням Ландау, но не может привести к релаксации энергии системы. Кроме того, поскольку в акте межуровневого электрон-электронного рассеяния один из электронов всегда переходит на вышележащий уровень, может возникать конечный поток электронов, направленный вверх по лестнице уровней Ландау. Это может приводить к попаданию электронов на уровни Ландау, расположенные вблизи или выше энергии оптического фонона, и, соответственно, к испусканию ими оптических фононов.

Описание картины перераспределения электронов по уровням Ландау и, соответственно, релаксации осложняется невозможностью введения фиксированного времени электрон-электронного рассеяния с уровня Ландау, поскольку оно сильно зависит как от его населенности, так и от населенностей остальных уровней. Это влечет за собой необходимость решения самосогласованной кинетической задачи: распределение электронов по уровням Ландау определяется временами рассеяния, тогда как сами эти времена определяются распределением электронов по уровням [1].

Указанные обстоятельства могут приводить к качественному изменению картины релаксации электронов в таких структурах по сравнению с обычной системой непрерывных двумерных подзон. Изучению кинетики релаксации в системе уровней Ландау в квантовой яме и посвящена данная работа.

Уравнения кинетики. Вероятности рассеяния. В работе рассматривается кинетика релаксации

¹⁾e-mail: maxim_telenkov@mail.ru

²⁾К. К. Nagaraja

электронов в системе уровней Ландау в квантовой яме GaAs/AlGaAs n -типа в квантующем магнитном поле $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$, перпендикулярном плоскости слоев структуры. Первоначально квантовая яма находится в состоянии термодинамического равновесия. В начальный момент времени происходит мгновенное внутриволновое возбуждение части электронов на уровень Ландау, лежащий ниже энергии оптического фонона. Затем отслеживается временная эволюция населенностей уровней путем решения системы уравнений баланса [1–3] между приходом электронов на уровень и уходом электронов с уровня вследствие двухчастичных актов электрон-электронного рассеяния и испускания продольных оптических фононов

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & - \sum_{j,f,g} W \begin{pmatrix} i & j \\ f & g \end{pmatrix} N_i N_j \left(1 - \frac{N_f}{\alpha}\right) \left(1 - \frac{N_g}{\alpha}\right) + \\ & + \sum_{j,f,g} W \begin{pmatrix} f & g \\ i & j \end{pmatrix} N_f N_g \left(1 - \frac{N_i}{\alpha}\right) \left(1 - \frac{N_j}{\alpha}\right) + \\ & + \sum_f \left\{ \frac{1}{\tau_{f \rightarrow i}^{(LO)}} N_f \left[1 - \frac{N_i}{\alpha}\right] - \frac{1}{\tau_{i \rightarrow f}^{(LO)}} N_i \left[1 - \frac{N_f}{\alpha}\right] \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь N_i – двумерная концентрация электронов на уровне Ландау i (населенность уровня), $\alpha = 1/\pi l^2$ – кратность вырождения уровня Ландау, $l = \sqrt{\hbar c/eB}$ – магнитная длина. В калибровке Ландау ($\mathbf{A} = -By\mathbf{e}_x$) скорости электрон-электронного рассеяния W и рассеяния с испусканием продольного оптического фонона $1/\tau_{i \rightarrow j}^{(LO)}$ даются выражениями [4–6]

$$\begin{aligned} W \begin{pmatrix} i & j \\ f & g \end{pmatrix} = & \frac{2}{\alpha^2 L^2} \sum_{\substack{k_i, k_j \\ k_g, k_f}} \frac{4\pi}{\hbar} |V_{(f,i)(g,j)}(k_f, k_i, k_g, k_j)|^2 \times \\ & \times F_{(f,i)(g,j)}^{e-e}(k_f, k_i, k_g, k_j) \end{aligned} \quad (2)$$

и

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{i \rightarrow f}^{(LO)}} = & \frac{2}{\alpha L^2} \sum_{\substack{k_i, k_f \\ \mathbf{q}}} \frac{2\pi}{\hbar} |H_{f,i}^{(LO)}(k_f, k_i, \mathbf{q})|^2 \times \\ & \times F_{f,i}^{(LO)}(k_f, k_i), \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} V_{(f,i)(g,j)}(k_f, k_i, k_g, k_j) = & \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \psi_{f,k_f}^*(\mathbf{r}_1) \psi_{i,k_i}(\mathbf{r}_1) \frac{e^2}{\varepsilon_s |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \psi_{g,k_g}^*(\mathbf{r}_2) \psi_{j,k_j}(\mathbf{r}_2), \end{aligned} \quad (4)$$

ε_s – статическая диэлектрическая проницаемость,

$$H_{f,i}^{(LO)} = \int d\mathbf{r} \psi_{f,k_f}^* \hat{H}_{LO}(\mathbf{r}) \psi_{i,k_i}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \hat{H}_{LO} = & \left[2\pi \hbar \omega_{LO} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_s} \right) \frac{e^2}{V} \right]^{1/2} \times \\ & \times [1 + N_B(\hbar \omega_{LO})]^{1/2} i \frac{\exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r})}{q}, \end{aligned} \quad (6)$$

ω_{LO} – частота продольного оптического фонона, ε_∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость, $V = L^3$ – объем образца, $N_B(x) = 1/[\exp(x/k_B T) - 1]$ – функция распределения Больцмана,

$$\begin{aligned} F_{(f,i)(g,j)}^{e-e}(k_f, k_i, k_g, k_j) = & \int dE_1 dE_2 dE_3 dE_4 \rho_{f,k_f}(E_1) \rho_{i,k_i}(E_2) \times \\ & \times \rho_{g,k_g}(E_3) \rho_{j,k_j}(E_4) \delta(E_1 + E_3 - E_2 - E_4) \end{aligned} \quad (7)$$

и

$$\begin{aligned} F_{f,i}^{(LO)}(k_f, k_i) = & \int dE_1 dE_2 \rho_{f,k_f}(E_1) \rho_{i,k_i}(E_2) \times \\ & \times \delta(E_2 - E_1 - \hbar \omega_{LO}) \end{aligned} \quad (8)$$

есть форм-факторы переходов, учитывающие конечную ширину уровней Ландау. В соответствии с результатами работы [7] мы приближаем плотность однопериодных состояний гауссианом:

$$\rho_{i,k_i}(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Gamma} \exp\left[-\frac{(E - E_i)^2}{2\Gamma^2}\right], \quad (9)$$

с шириной $\Gamma = 1$ мэВ, типичной для рассматриваемых структур и магнитных полей.

Одноэлектронные волновые функции и уровни энергии в параболическом приближении даются выражениями [8]

$$\Psi_{(\nu,n,k)}(\mathbf{r}) = \frac{\exp(ikx)}{\sqrt{L}} \Phi_n(y - kl^2) \varphi_\nu(z) \quad (10)$$

и

$$E_{(\nu,n)} = \varepsilon_\nu + \hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (11)$$

где ε_ν и $\varphi_\nu(z)$ – ν -й уровень энергии размерного квантования и отвечающая ему волновая функция, $\Phi_n(y)$ – волновая функция n -го стационарного состояния линейного гармонического осциллятора с циклотронной частотой $\omega_c = eB/(m_w c)$, m_w – эффективная масса в яме. Непосредственный учет влияния эффектов непараболичности [9] на кинетику переходов показал, что в рассматриваемых широких квантовых ямах (их ширина превышает 15 нм) и умеренных магнитных полях (1–10 Тл) это влияние пренебрежимо мало.

Вследствие того что электрон-электронное рассеяние – двухчастичный процесс, в рассматриваемой

системе уровней Ландау возникает целый набор различных типов двухчастичных переходов, для которых выполняется закон сохранения энергии (рис. 1). Все они могут давать вклад в кинетику рассеяния.

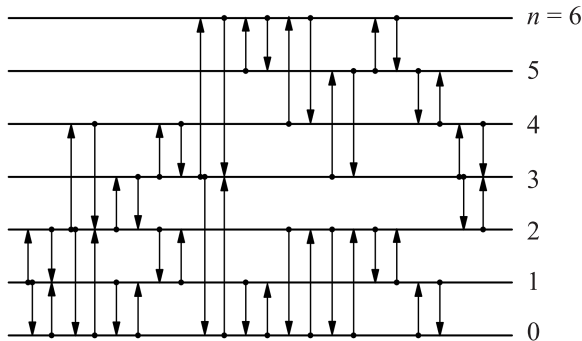


Рис. 1. Схема различных типов двухчастичных переходов при электрон-электронном рассеянии в системе уровней Ландау

Вероятность каждого из этих переходов описывается соответствующим элементом четырехмерной кинетической матрицы $W \begin{pmatrix} i & j \\ f & g \end{pmatrix}$. Данные по значениям элементов этой матрицы на настоящий момент в литературе отсутствуют.

В представленной работе, по-видимому впервые, проведен расчет элементов матрицы W и проанализировано поведение вероятностей рассеяния для всевозможных видов переходов. Обнаружено, что, во-первых, процессы рассеяния, при которых электроны переходят на соседние уровни Ландау ($\Delta n = \pm 1$), гораздо интенсивнее, чем переходы с $\Delta n > 1$ (рис. 2). Поэтому переходы с $\Delta n \pm 1$ играют основную роль в кинетике. Во-вторых, что оказалось неожиданным и важным, скорости рассеяния электронов, изначально находящихся на различных уровнях Ландау, близки по величине к скоростям рассеяния электронов с одного и того же уровня Ландау (рис. 3). Таким образом, при рассмотрении кинетики переходы данного типа следует обязательно учитывать. Пренебрегать ими ни в коем случае нельзя.

Что касается переходов в вышележащие подзоны, то их интенсивности как минимум на два порядка ниже, чем внутривозонных [6]. Поэтому их влияние на кинетику внутривозонной релаксации практически отсутствует.

Кинетика релаксации. Перейдем теперь к обсуждению кинетики релаксации энергии в рассматриваемой системе. Будем иллюстрировать характер релаксации на примере квантовой ямы GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 25 нм и уровнем легиро-

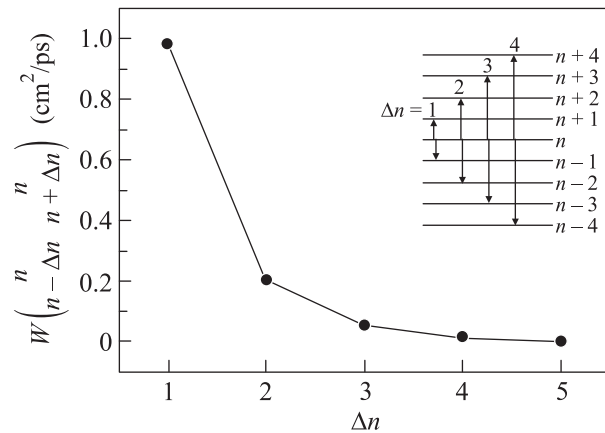


Рис. 2. Зависимость элементов кинетической матрицы $W \begin{pmatrix} n & n \\ n - \Delta n & n + \Delta n \end{pmatrix}$ для перехода с уровня Ландау $n = 5$ от изменения Δn номера уровня Ландау при переходе. На вставке – схема переходов

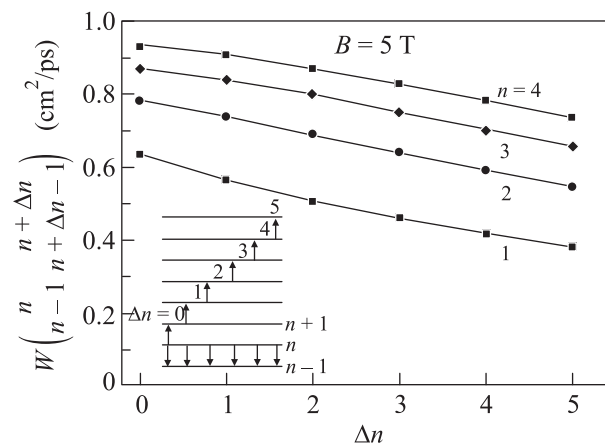


Рис. 3. Зависимости элементов кинетической матрицы $W \begin{pmatrix} n & n + \Delta n \\ n - 1 & n + \Delta n + 1 \end{pmatrix}$ от расстояния Δn между уровнями Ландау, с которых происходит переход в процессе электрон-электронного рассеяния. На вставке – схема переходов

вания $N_d = 10^{10} \text{ см}^{-2}$ с магнитном поле $B = 3.5 \text{ Тл}$. При таком магнитном поле ниже энергии оптического фона лежат шесть уровней Ландау ($n = 0-5$) нижней подзоны.

Неравновесную населенность в рассматриваемой системе будем создавать селективным возбуждением электронов из основного состояния ($n = 0$) на один из уровней Ландау, скажем уровень $n = 4$, т.е. в начальный момент времени будут заселены только уровни $n = 0$ и 4 .

Временная эволюция населенностей уровней Ландау для такой ситуации приведена на рис. 4. Как видно, процесс релаксации системы состоит из двух ста-

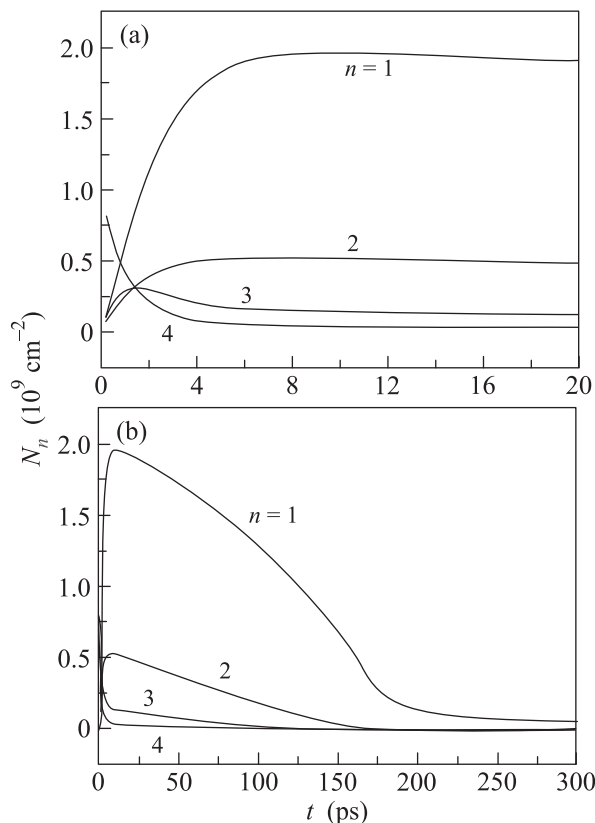


Рис. 4. Рассчитанная кинетика населенностей уровней Ландау первой подзоны в квантовой яме GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 25 нм с уровнем легирования $N_d = 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в магнитном поле $B = 3.5 \text{ Тл}$ во временных масштабах времени термализации (а) и полной релаксации (и)

дий. Первая короткая (несколько пикосекунд) стадия (рис. 4а) представляет собой процесс термализации электронной подсистемы с установлением распределения бoльцмановского типа с температурой $T_e \sim 50 \text{ К}$, значительно превышающей температуру решетки (4.2 К). Существенно, что перераспределение электронов по уровням Ландау происходит практически без изменения полной энергии электронной подсистемы, т.е. в процессе термализации рассматриваемая система ведет себя как квазизамкнутая. Поэтому установившаяся после возбуждения температура электронной подсистемы и характер ее дальнейшей эволюции определяются в основном полной энергией возбуждения и, соответственно, слабо зависят от конкретного типа возбуждения.

Во время второй стадии происходит медленное снижение концентрации электронов на возбужденных уровнях Ландау. При этом в каждый момент времени распределение электронов по уровням остается бoльцмановским, но температура электронной

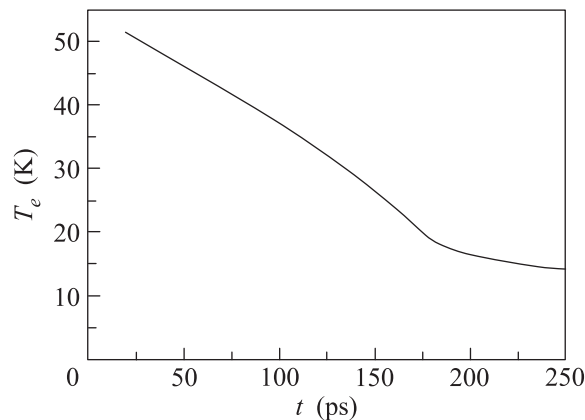


Рис. 5. Временная зависимость температуры электронной подсистемы

подсистемы понижается (рис. 5), т.е. происходит остывание электронной подсистемы. Полное время релаксации оказывается больше 200 пс, что существенно (на порядки величин) превышает время термализации.

Таким образом, полученная картина релаксации энергии в системе дискретных уровней Ландау качественно отличается от релаксации в двумерной непрерывной подзоне квантовой ямы, при которой процессы релаксации и термализации практически неразделимы.

В установившемся распределении населенность уровня, лежащего непосредственно под оптическим фононом, мала, но конечна. Вследствие электрон-электронного рассеяния возникает поток электронов с этого уровня на вышележащие. Достигнув их, электроны испускают оптические фононы, тем самым передавая энергию решетке. Таким образом, именно процесс испускания фононов с уровней, лежащих выше оптического фонона, и приводит к релаксации энергии системы.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что хотя основным каналом релаксации энергии возбуждения электронной подсистемы является испускание оптических фононов, полное время релаксации существенно (более чем на три порядка) превышает время рассеяния на оптических фононах, которое в рассматриваемом случае составляет 0.1 пс. Это объясняется тем, что в установившемся распределении лишь малая часть электронов достигает уровней Ландау, лежащих выше энергии оптического фонона (в рассматриваемом случае $n \geq 6$), и, соответственно, испускает оптические фононы.

Заключение. В настоящей работе проведено численное моделирование кинетики внутривозонной релаксации в системе уровней Ландау, лежащих ниже энергии оптического фонона, при селективном

возбуждении электронной подсистемы. Обнаружено, что характер релаксации в рассматриваемой системе принципиально отличается от характера релаксации в двумерной непрерывной подзоне квантовой ямы. В частности, в системе уровней Ландау качественно различаются механизмы термализации электронной подсистемы и релаксации ее энергии. Термализация обусловлена перераспределением электронов по уровням Ландау посредством электрон-электронного рассеяния и происходит без изменения полной энергии электронной подсистемы. Релаксация же энергии происходит в результате испускания оптических фононов электронами, которые доставляются процессами электрон-электронного рассеяния на уровни Ландау, лежащие выше энергии оптического фонона. Вследствие относительно малой доли электронов, достигающих таких уровней Ландау, изменение энергии электронной подсистемы происходит медленно по сравнению с процессом термализации. В результате в каждый момент времени в электронной подсистеме успевает установиться квазиравновесная функция распределения с температурой, которая медленно убывает со временем. В итоге полное время релаксации электронной подсистемы оказывается на несколько порядков больше как характерного времени термализации, так и времени рассеяния на оптических фононах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 15-02-09055) и Министерства образования и науки РФ по программе повышения конкурентоспособности НИТУ “МИСиС” среди ведущих мировых научно-образовательных центров (проект # К4-2014-073).

1. M. P. Telenkov, Yu. A. Mityagin, and P. F. Kartsev, *Opt. Quantum Electron.* **46**(6), 759 (2014).
2. I. Savic, Z. Ikonic, V. Milanovic, N. Vukmirovic, V. D. Jovanovic, D. Indjin, and P. Harrison, *Phys. Rev. B* **73**, 075321 (2006).
3. D. Timotijevic, J. Radovanovic, and V. Milanovic, *Semicond. Sci. Technol.* **27**, 045006 (2012).
4. K. Kempa, Y. Zhou, J. R. Engelbrecht, and P. Bakshi, *Phys. Rev. B* **68**, 085302 (2003).
5. C. Becker, A. Vasanello, C. Sirtori, and G. Bastard, *Phys. Rev. B* **69**, 115328 (2004).
6. М. П. Теленков, Ю. А. Митягин, П. Ф. Карцев, *Письма в ЖЭТФ* **92**(6), 444(2010).
7. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
8. S. Zivanovic, V. Milanovic, and Z. Ikonic, *Phys. Rev. B* **52**, 8305 (1995).
9. U. Ekenberg, *Phys. Rev. B* **40**, 7714 (1989).