

ПРИМЕСНОЕ РАССЕЯНИЕ И МЕЖУРОВНЕВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

Мартисов М. Ю., Шик А. Я.

Теоретически исследованы переходы неравновесных носителей между квантово-размерными уровнями двумерной электронной системы. Показано, что в ряде случаев время жизни на возбужденном уровне определяется совместным действием электронно-примесного и электрон-электронного рассеяния.

Одним из основных параметров, определяющих неравновесные эффекты в двумерных электронных системах, является время межуровневой релаксации τ_{1n} , т. е. время, за которое неравновесный электрон, находящийся на n -м уровне размерного квантования, перейдет в состояние какого-либо неупругого процесса в состоянии, принадлежащие уровню 1 (рис. 1). Если расстояние между рассматриваемыми уровнями $\epsilon_n - \epsilon_1$ меньше энергии оптических фононов $\hbar\omega_0$, так что испускание последних невозможно, то в системах с не слишком малой концентрацией носителей τ_{1n} , как правило, определяется электрон-электронными оже-процессами [1]. Однако для симметричных квантовых ям простые соображения четности запрещают подобные переходы с уровнями 2, 4 и вообще с любого четного уровня [1, 2]. В настоящей работе показано, что в таком случае межуровневая релаксация обуславливается совместным действием электрон-электронного и электрон-примесного рассеяния.

Ранее мы отмечали [1, 3], что упругое рассеяние, хотя и может переводить электрон с высшего уровня на уровень 1, не вносит вклада в τ_{1n} из-за наличия

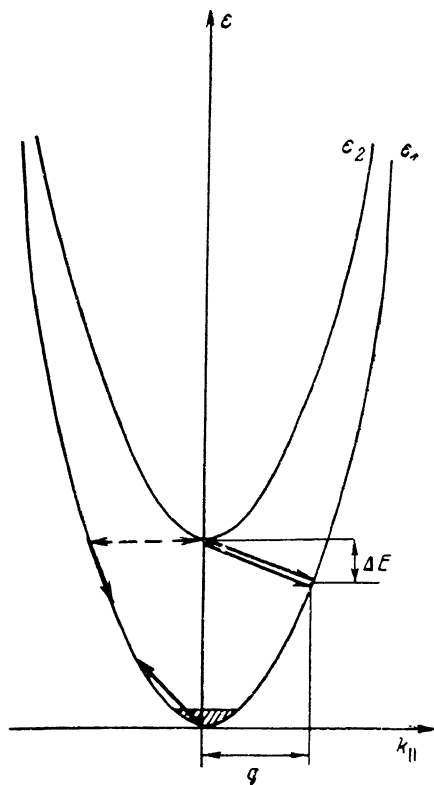


Рис. 1. Межуровневая релаксация в двумерной системе.

Двойная линия — неупругий процесс с передачей энергии $\Delta\epsilon$ и импульса q , определяющий время τ_{1n} , штрихи — упругое рассеяние, сплошные линии — внутриуровневый оже-процесс. Заштрихована область неравновесных электронов.

обратного упругого процесса, возвращающего носитель на высший уровень (рис. 1, штриховая линия). Это утверждение не вполне точно. Неравновесный носитель, совершивший упругий переход $2 \rightarrow 1$, может не возвратиться назад, а потерять свою энергию в ходе электрон-электронного взаимодействия с каким-либо равновесным электроном (на подобный процесс внутри уровня запрета нет)

и тем самым лишить себя возможности вернуться назад. Оценим характерное время такой межуровневой релаксации. Пусть время межуровневых упругих переходов равно τ_{1n}^{im} , а время электрон-электронных переходов внутри первого уровня — τ_{11}^{ee} . Тогда время необратимого ухода с уровня 2 на уровень 1 за счет совместного действия указанных процессов определяется более медленным из них:

$$\tau_{1n} = \begin{cases} 2\tau_{11}^{ee} & \text{при } \tau_{11}^{ee} \gg \tau_{1n}^{im}, \\ \tau_{1n}^{im} & \text{при } \tau_{11}^{ee} \ll \tau_{1n}^{im}. \end{cases} \quad (1)$$

Сопоставим между собой времена τ_{11}^{ee} и τ_{1n}^{im} для реальных двумерных структур.

Если рассматривать достаточно глубокую квантовую яму шириной a , то для электрона с энергией, близкой к энергии уровня 2 $2\pi^2\hbar^2/ma^2$, с помощью формул, имеющих, например, в [1], получаем

$$\frac{1}{\tau_{11}^{ee}} = 0.35 \frac{e^4 ma^2}{\kappa^2 \hbar^3} n_s, \quad (2)$$

где n_s — поверхностная концентрация электронов в яме, κ — диэлектрическая проницаемость.

Теперь обратимся к расчету τ_{1n}^{im} . Рассмотрим две волновые функции

$$\psi_1(z) \frac{1}{L} \exp(i\mathbf{k}_{\parallel}\rho), \quad \psi_n(z) \frac{1}{L} \exp(i(\mathbf{k}_{\perp} + \mathbf{q})\rho), \quad \rho = (x, y),$$

принадлежащие соответственно уровню 1 и n -му квантовому уровню (L — нормировочная длина). Можно показать, что матричный элемент кулоновского взаимодействия с примесью, находящейся в точке $(0, 0, z_i)$, равен

$$V_{1n}(q) = \frac{2\pi e^2}{qL^2} M_{1n}(q), \quad (3)$$

где

$$M_{1n}(q) = \int \psi_1(z) \psi_n(z) \exp(-q|z - z_i|) dz. \quad (4)$$

Для глубокой прямоугольной ямы $\psi_n(z) = \sqrt{2/a} \sin(\pi n z/a)$ и

$$M_{1n}(q) = \frac{4\pi^2 n \left[\exp\left(\frac{qa}{2}\right) + (-1)^n \exp\left(-\frac{qa}{2}\right) \right] \exp\left(-q\left|z_i - \frac{a}{2}\right|\right)}{[(qa)^2 + (n-1)^2\pi^2] [(qa)^2 + (n+1)^2\pi^2]} \quad (5)$$

для примеси вне ямы $\left(\left|z_i - \frac{a}{2}\right| > \frac{a}{2}\right)$,

$$M_{1n}(q) = \frac{2qa \cos\left(\frac{\pi(n-1)z_i}{a}\right)}{(qa)^2 + (n-1)^2\pi^2} - \frac{2qa \cos\left(\frac{\pi(n+1)z_i}{a}\right)}{(qa)^2 + (n+1)^2\pi^2} - \frac{4\pi^2 n [\exp(-qz_i) - (-1)^n \exp(qz_i)]}{[(qa)^2 + (n-1)^2\pi^2] [(qa)^2 + (n+1)^2\pi^2]} \quad (6)$$

для примеси внутри ямы ($0 < z_i < a$).

С указанными матричными элементами уже нетрудно вычислить

$$\frac{1}{\tau_{1n}^{im}} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{z_i} \sum_q |V_{1n}(q)|^2 \delta(\epsilon_n - \epsilon_1 - \frac{\hbar^2}{m} \mathbf{k}_{\perp} \mathbf{q} - \frac{\hbar^2 q^2}{2m}). \quad (7)$$

В отличие от расчетов внутриуровневого рассеяния, определяющего подвижность носителей, в данном случае не требуется учета экранирования, поскольку межуровневые переходы связаны с рассеянием только на большие углы. Заключительной частью расчета является усреднение по координатам примесей z_i . Мы рассмотрим две возможные ситуации.

а) Примеси равномерно распределены по ширине квантовой ямы с объемной концентрацией N_i/a . При этом

$$\frac{1}{\tau_{in}^{im}} = \frac{4}{n^2 - 1} \frac{N_i e^4 m a^2}{\chi^2 \hbar^3} M_{in}^i \quad (8)$$

где

$$M_{in}^i \approx \frac{1}{\pi^2 n^2 (n^2 - 1)} \left(n^2 + 1 - \frac{7}{\pi \sqrt{n^2 - 1}} \right). \quad (9)$$

Приближенность формулы (9) связана с тем, что мы опустили члены, имеющие дополнительную малость порядка $\exp(-\pi \sqrt{n^2 - 1})$.

б) Примеси сосредоточены в тонком слое с поверхностной концентрацией N_i вне ямы на расстоянии z^* от ее края. Приблизительно такая ситуация реализуется в гетеропереходах с селективным легированием. При этом τ_{in} по-прежнему описывается формулой (8), где, однако, теперь

$$M_{in}^i \approx \frac{\exp(-\pi \sqrt{n^2 - 1} z^*/a)}{\pi^2 n^2 (n^2 - 1)}. \quad (10)$$

В условиях равновесия или при не слишком сильном оптическом возбуждении в силу нейтральности $n_s \approx N_i$. Поэтому отношение времен носит универсальный характер, не зависящий от уровня легирования. Сравнивая (2) с (8)–(10) при $n=2$, видим на примере τ_{12}^{im} , что межуровневое примесное рассеяние является более медленным, чем внутриуровневое электрон-электронное, поэтому именно оно определяет скорость межуровневой релаксации для рассматриваемого нами процесса: $\tau_{1n} = \tau_{1n}^{im}$.

В реальных квантовых гетероструктурах концентрация рассеивающих примесей зачастую неизвестна, и для априорной оценки τ_{1n} может оказаться удобным выразить его через хорошо известную в эксперименте величину — подвижность μ , которая при низких температурах определяется тем же самым примесным рассеянием. Время импульсной релаксации на уровне Ферми $\tau(k_F)$, определяющее подвижность, дается формулой

$$\frac{1}{\tau(k_F)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{z_i} \sum_q \left(\frac{2\pi e^2}{\chi(q) q L^2} \right)^2 M_{11}^2(q) (1 - \cos \theta_{k_F, q})^{\delta} \left(\frac{\hbar^2}{2m} q^2 - \frac{\hbar^2}{m} \mathbf{k}_F \mathbf{q} \right), \quad (11)$$

где $\chi(q)$ — полная диэлектрическая проницаемость, учитывающая электронное экранирование, выражение для которой имеется в [4]. Используя его, получаем

$$\frac{\tau_{1n}^{im}}{\tau(k_F)} = \frac{\pi^3 (n^2 - 1)}{(k_F a)^2 M_{1n}^2 \left(\frac{\pi}{a} \sqrt{n^2 - 1} \right)} \int_0^{\pi/2} d\theta \frac{1 - \cos \theta}{\left(\cos \theta + \frac{1}{k_F a_B} \right)^2} M_{11}^2(2k_F a \cos \theta) \quad (12)$$

(a_B — боровский радиус). В частности, для однородно легированной квантовой ямы в системе GaAs/GaAlAs с $a=100$ Å и $n_s=0.5 \cdot 10^{12}$ см⁻² $\tau_{12}^{im}/\tau(k_F)=3.6 \cdot 10^2$ и, например, при $\mu=1000$ см²/В.с $\tau_{12}^{im}=1.6 \cdot 10^{-11}$ с.

В заключение еще раз перечислим все основные механизмы межуровневой релаксации в двумерных системах, располагая их в порядке убывания интенсивности, т. е. в порядке возрастания τ_{1n} .

1) *Испускание оптических фононов.* В полярных полупроводниках τ_{1n} в несколько раз превосходит характерное время испускания оптических фононов в однородном материале и для структур на основе GaAs имеет порядок 10^{-12} с. Соответствующая формула для τ_{1n} получена в [5]. Данный механизм релаксации отсутствует в сравнительно широких квантовых ямах, где расстояние между уровнями $\epsilon_n - \epsilon_1$ меньше энергии оптического фонона $\hbar \omega_0$.

2) *Электрон-электронное взаимодействие.* Формулы для τ_{1n} приведены в [1]. В большинстве случаев для них применимо приближенное выражение τ [с] = $(2 \div 4)/n_s$ [см⁻²]. Исключение составляют переходы с четного уровня в симметричной яме, запрещенные правилами отбора.

¹ Этот вывод сохраняется и при сильном оптическом возбуждении, когда $n_s \gg N_i$, поскольку при этом неравенство $\tau_{in}^{im} \gg \tau_{ii}^i$ лишь усиливается.

3) *Примесное рассеяние в совокупности с электрон-электронным.* τ_n описывается формулами (8)–(10), параметрически сходными с формулами электрон-электронного взаимодействия. В несимметричных ямах данный механизм релаксации в несколько раз слабее электрон-электронного, однако в симметричных ямах с $\epsilon_n - \epsilon_1 < \hbar \omega_0$ он является основным механизмом ухода с четных уровней.

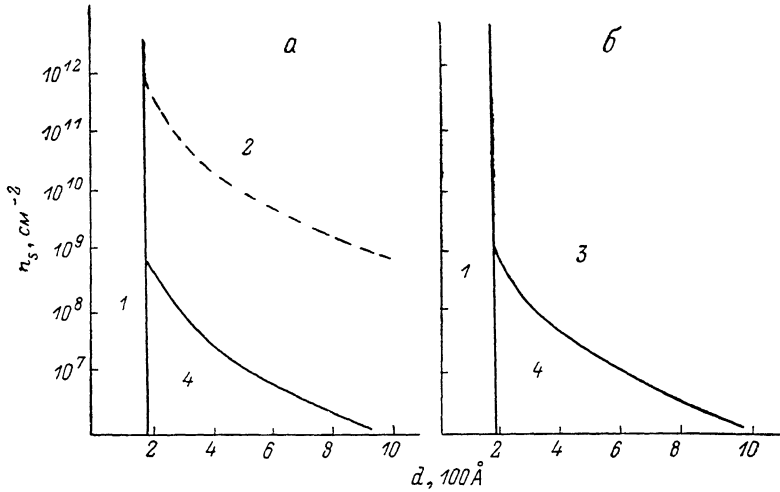


Рис. 2. Области параметров, соответствующие различным механизмам межуровневой релаксации в симметричной яме.

Доминируют: 1 — испускание оптических фононов, 2 — примесное рассеяние, 3 — электрон-электронное рассеяние, 4 — испускание акустических фононов. Переходы: а — 2 → 1, б — 3 → 1.

4) *Испускание акустических фононов.* Для этого механизма, обобщая результаты [2], имеем

$$\frac{1}{\tau_{1n}^c} = \frac{\pi m \Xi^2}{2 \rho s \hbar^2 a^2} \left\{ \sqrt{\frac{n^2 - n}{2}} + \sqrt{\frac{n^2 + n}{2}} + \frac{2 \sqrt{\frac{n^2 - n}{2}}}{\exp\left(\frac{2\pi \hbar s}{aT} \sqrt{\frac{n^2 - n}{2}}\right) - 1} + \frac{2 \sqrt{\frac{n^2 + n}{2}}}{\exp\left(\frac{2\pi \hbar s}{aT} \sqrt{\frac{n^2 + n}{2}}\right) - 1} \right\} \quad (13)$$

(Ξ — константа деформационного потенциала, ρ — плотность вещества, s — скорость звука). Для GaAs при $T=0$ К и $a=100$ Å $\tau_{ac} = 7 \cdot 10^{-11}$ с. Из сказанного выше следует, что такая релаксация может быть существенна лишь в очень тонких структурах при малой концентрации носителей ($n_s \ll 8 \cdot 10^8$ см $^{-2}$).

5) *Излучательный переход.* Для него из [6] нетрудно получить

$$\frac{1}{\tau_{1n}^c} = \frac{n_r e^2 f_{1n} \hbar^2 \pi^2 (n^2 - 1)}{2 c^3 m^3 a^4}, \quad (14)$$

где n_r — коэффициент преломления, f_1 — сила осциллятора, определенная в [4]. Для GaAs с $a=100$ Å $\tau_{12}^c = 4 \cdot 10^{-6}$ с. Это существенно превосходит все времена, описанные выше, так что межподзонное излучение всегда характеризуется малым квантовым выходом.

На «фазовой диаграмме» рис. 2 схематично показано, в каких интервалах ширины квантовой ямы a и концентрации носителей в ней N_s , реализуется тот или иной механизм внутриуровневой релаксации.

Л и т е р а т у р а

- [1] Мартисов М. Ю., Шик А. Я. — ФТП, 1987, т. 21, в. 8, с. 1490—1493.
- [2] Йогансен Л. В. — ЖЭТФ, 1966, т. 50, в. 3, с. 709—716.
- [3] Мартисов М. Ю., Шик А. Я. — ФТП, 1986, т. 20, в. 8, с. 1553—1556.
- [4] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [5] Магарилл Л. И., Романов А. А., Шик А. Я. — ФТП, 1987, т. 21, в. 3, с. 404—410.
- [6] Мартисов М. Ю., Шик А. Я. — ФТП, 1987, т. 21, в. 2, с. 344—347.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 1.12.1987
Принята к печати 17.12.1987