При $V > V_t$ поле E_q описывается выражением (3), при этом толщина проводящей части канала уменьшается на $\delta x = E_q \varepsilon\varepsilon_0 / en$, а ток уменьшается в меру $\delta x / \Delta x$ [6]. Чтобы достигнуть совпадения теоретических кривых с экспериментальными, в выражение для E_q (3) подставлялись величины $\xi = 200$, $l = L = 25$ мкм, при этом коэффициент $\gamma = 0.15$.

Список литературы

[1] Inokuchi K., Tsunotani M., Ichioka T., Sano Y., Kaminishi K. // IEEE. 1987. V. CH 2506. N 4. P. 117—120.
[2] Ogawa M. // Trans. IEICE. 1987. V. E 70. N 9. P. 847—856.
[3] Хвелидзе Л. В., Хучуа Н. П. // ЗЭТ. 1987. № 9. С. 69—94.
[4] Finchem E., Vetanen W., Odekirk B., Canfield P. // IEEE. 1988. V. CH 2599. N 9. P. 231—234.
[5] Mitonneau A., Mircea A., Martin G., Pons D. // Phys. Rev. 1979. V. 14. N 10. P. 853—861.
[6] Гергель В. А., Ильичев Э. А., Лукьянченко А. И., Полторацкий Э. А., Соляков А. Н. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 12. С. 2111—2116.

Научно-исследовательский институт физических проблем им. Ф. В. Лукина
Москва

Получено 12.05.1991
Принято к печати 17.05.1991

ФТП, том 25, вып. 9, 1991

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МЕЖУРОВНЕВУЮ РЕЛАКСАЦИЮ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Иванов Ю. Л., Шик А. Я.

Важным параметром, определяющим неравновесные эффекты в двумерных электронных системах, является время межуровневой (межподзонной) релаксации τ_{12}, т. е. время, за которое неравновесный носитель перейдет с возбужденного уровня на основной уровень размерного квантования за счет какого-либо безызлучательного неупругого процесса. Важнейшие механизмы межуровневой релаксации и соответствующие им τ_{12} обсуждались в [1]. Для не слишком узких квантовых ям, где межуровневое расстояние Δ меньше энергии оптического фонона, при малой концентрации примесей и самих неравновесных носителей (когда мала роль межуровневых оже-процессов) межуровневая релаксация осуществляется в основном за счет акустических фононов. Для этого случая τ_{12} легко вычисляется. Для деформационного электрон-фононного взаимодействия соответствующая формула была получена еще 25 лет назад [2]:

$$\tau_{12}^{-1} = 4.3 \frac{m\Xi^2}{\rho s \hbar^2 a^2}. \tag{1}$$

Здесь Ξ — константа деформационного потенциала, ρ — плотность вещества, s — скорость звука, a — ширина квантовой ямы. Легко показать, что для пьезоэлектрического взаимодействия

$$\tau_{12}^{-1} = 0.06 \frac{m(e\beta)^2}{\rho s \hbar^2}, \tag{2}$$

где β — усредненный по направлениям пьезомодуль (см. [3]). В данной работе будет рассмотрено изменение τ_{12} под влиянием магнитного поля, квантующего движение двумерных носителей.

Потенциал электрон-фононного взаимодействия будем записывать в виде $\sum_q \sqrt{Cq^\gamma/V} \exp(i\mathbf{qr})$ (V — нормировочный объем), пригодном для описания как деформационного, так и пьезоэлектрического взаимодействия. В первом случае $C=\hbar\Xi^2/2\rho s$ и $\gamma=1$, а во втором $C=\hbar\,(e\beta)^2/2\rho s$ и $\gamma=-1$. При этом для электрона, находящегося на низшем уровне Ландау во второй (первой возбужденной) подзоне,

$$\tau_{12}^{-1}=\frac{2\pi C}{\hbar V}\sum_N\sum_q q^\gamma\,|Z_{12}(q_z)|^2\,|Q_{0N}(q_\parallel)|^2\,\delta(\Delta-\hbar sq-N\hbar\omega_c). \tag{3}$$

Здесь ω_c — циклотронная частота, $|Q_{0N}|^2=(N!)^{-1}\left(\frac{c\hbar q_\parallel^2}{2eH}\right)^N\exp\left(-\frac{c\hbar q_\parallel^2}{2eH}\right)$ — матричный элемент $\exp(i\mathbf{q}_\parallel\mathbf{r})$ $(\mathbf{q}_\parallel=(q_x,\ q_y,\ 0))$ между состояниями нулевого и N-го уровней Ландау, Z_{12} — матричный элемент $\exp(iq_z z)$ между волновыми функциями квантовых размерных уровней $\psi_1(z)$ и $\psi_2(z)$. Можно показать, что для разных форм квантовой ямы функция $Z_{12}(q_z)=\alpha\xi/(\beta+\xi)^4$ $(\xi-aq_z/\pi;\ \alpha,\beta\sim1)$ хорошо аппроксимирует реальный матричный элемент.

В свободном электронном газе волновой вектор испускаемого фонона $\mathbf{q}$ однозначно определяется законом сохранения импульса. В нашем случае локализованных волновых функций сохранение импульса не имеет места, но сохраняются некоторые ограничения, связанные с принципом неопределенности и описываемые матричными элементами Q_{0N} и Z_{12}. Запрещено испускание фононов с очень малыми и очень большими $\mathbf{q}$, а наиболее вероятные значения

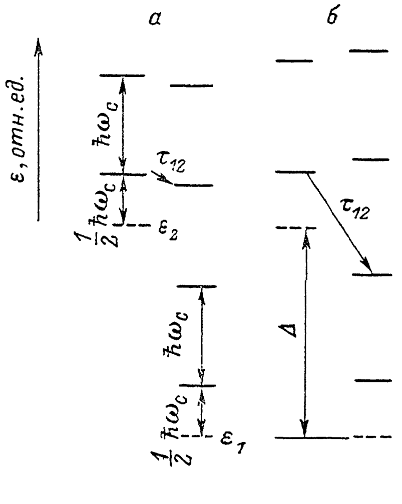

Рис. 1. Схема электронных переходов при двух положениях уровней Ландау.

а — $\delta\sim\pi\hbar s/a$, $q\sim\pi/a$, большая вероятность переходов; *б* — $\delta\sim\hbar\omega_c$, $q\gg\pi/a$, малая вероятность переходов. Штрихами показаны края квантово-размерных подзон.

q_z и $q_\parallel$ имеют порядок π/a и $\sqrt{eH/\hbar c}$ соответственно. Мы будем рассматривать типичную для двумерных систем ситуацию $\Delta\gg\hbar\omega_c$, когда магнитное квантование слабее размерного. При этом $q_z\gg q_\parallel$, т. е. фононы испускаются в основном перпендикулярно плоскости двумерного газа.

Важнейшим параметром данной задачи является величина $\omega_c=a/s$. Если она меньше единицы, то типичная частота испускаемых фононов превосходит ω_c, квантование Ландау не играет существенной роли и ответ для τ_{12} мало отличается от (1), (2). Формально это связано с возможностью замены в (3) суммирования по N на интегрирование.

Если же $\omega_c\,a/s\gg1$, то испускание фононов с частотами порядка ω_c и больше затруднено. Электрон из возбужденной подзоны размерного квантования будет переходить главным образом на ближайший по энергии уровень Ландау в основной подзоне (рис. 1). Значение τ_{12} будет в сильной степени зависеть от энергетического расстояния до этого уровня δ, которое осциллирует с магнитным полем, принимая значения в интервале от нуля до $\hbar\omega_c$. Очевидно, что при $\delta\cong\hbar\omega_c$ τ_{12} должно резко возрастать по сравнению со случаем отсутствия поля, так как испускание фононов со столь высокими частотами, как уже говорилось, резко затруднено. При уменьшении δ время релаксации будет уменьшаться, достигая, как будет показано, даже меньших значений, чем в отсутствие поля. Это произойдет, когда связанный с уровнем Ландау пик плотности состояний окажется отстоящим от энергии релаксирующего электрона как раз на величину энергии наиболее легко испускаемого фонона $\hbar s/a$.

Перейдем к непосредственным расчетам по формуле (3). В силу сказанного выше основной вклад в сумме по N будет давать член, соответствующий самому верхнему из уровней Ландау, на которые возможен переход при испускании фонона. Поскольку, как отмечалось, $q_{\parallel} < q_z$, в (3) можно заменить q на q_z. Несложные вычисления дают окончательный результат:

$$\tau_{12}^{-1} = \frac{CeH}{2\pi\hbar^3 cs}\left(\frac{\delta}{\hbar s}\right)^{\gamma}\left|Z_{12}\left(\frac{\delta}{\hbar s}\right)\right|^2. \qquad (4)$$

Скорость межуровневой релаксации (4) зависит от энергетического зазора δ немонотонным образом. При очень малых δ τ_{12}^{-1} пропорционально третьей степени δ для деформационного и первой степени для пьезоэлектрического взаимодействия.[1] При $\delta \sim \pi\hbar s/a$ τ_{12}^{-1} принимает максимальное значение, в $\sim \omega_c a/\pi s$

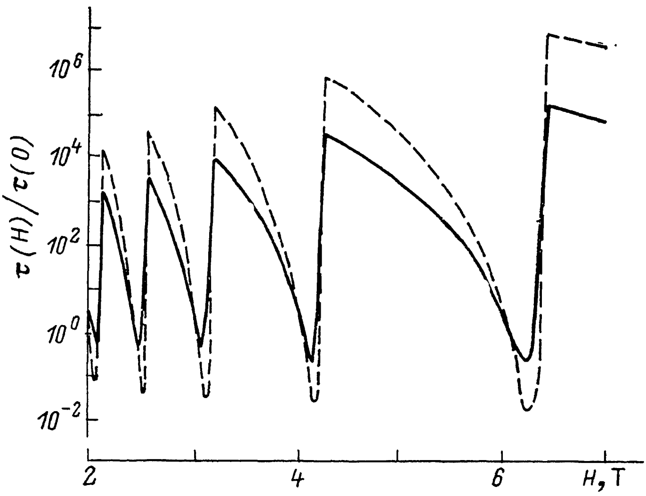

Рис. 2. Зависимость времени релаксации в магнитном поле $\tau_{12}(H)$, отнесенного к времени релаксации в его отсутствии $\tau_{12}(0)$, от величины магнитного поля для квантовой ямы на основе GaAs с $\Delta = 21$ мэВ.

Сплошная линия соответствует деформационному потенциалу, штриховая — пьезоэлектрическому.

раз большее, чем в отсутствие поля, после чего начинает резко спадать. Закон спада и минимальное значение τ_{12}^{-1}, достигаемое при $\delta \cong \hbar\omega_c$, зависят от вида функции $Z_{12}(q_z)$. В нашем случае величина $(\tau_{12}^{-1})_{\min}$ меньше своего значения в отсутствие поля в $\sim (\omega_c a/\pi s)^{5-\gamma}$ раз. Поскольку, как уже говорилось, δ является периодической функцией магнитного поля, τ_{12}^{-1} будет осциллировать с полем. Эти осцилляции периодичны по $1/H$, как и эффект Шубникова—де-Гааза, но в отличие от него период определяется не энергией Ферми, а энергетическим зазором Δ. Указанные осцилляции для некоторых конкретных значений параметров квантовой ямы показаны на рис. 2. Видны области резкого возрастания τ_{12}, причем в соответствии с приведенными выше оценками для пьезоэлектрического рассеяния это возрастание сильнее, чем для деформационного.

Следует отметить, что наше приближение, основанное на пренебрежении $q_{\parallel}$ по сравнению с q_z, некорректно в области очень малых $\delta \leqslant s\sqrt{m\hbar\omega_c}$, где испускаются фононы с малыми q, распределенными практически изотропно. В этой области формула (4) и рис. 2 дают качественно верное, но не вполне точное количественно описание. Кроме того, осцилляции будут дополнительно сглажены за счет неучтенного нами уширения уровней Ландау.

Следует отметить, что магнитное поле будет подавлять межуровневые переходы, связанные не только с фононными, но и с электронными оже-процессами [4]. Это связано с тем, что в условиях, когда Δ не кратно $\hbar\omega_c$, при подобных переходах без учета уширения уровней Ландау нельзя удовлетворить закону сохранения энергии.

---

[1] На самом деле τ_{12} при $\delta \to 0$ остается конечным за счет учета переходов на нижележащие уровни с $\delta > \hbar\omega_c$.

Полученный вывод об уменьшении скорости межуровневой релаксации с помощью магнитного поля имеет важное значение, поскольку указывает на возможность повышения квантового выхода источников длинноволнового электромагнитного излучения, использующих электронные переходы между уровнями размерного квантования.

Авторы благодарят С. Д. Сучалкина за помощь в вычислениях.

Список литературы

[1] Мартисов М. Ю., Шик А. Я. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1075—1079.
[2] Иогансен Л. В. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. В. 3. С. 709—716.
[3] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 351 с.
[4] Мартисов М. Ю., Шик А. Я. // ФТП. 1988. Т. 21. В. 8. С. 1474—1477.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Санкт-Петербург

Получено 12.05.1991
Принято к печати 17.05.1991

ФТП, том 25, вып. 9, 1991

ИСПРАВЛЕНИЯ К СТАТЬЕ

«Некоторые особенности динамики ННЗ в кристаллах кремния при сильном оптическом возбуждении»

(ФТП. 1991. Т. 25. В. 2. С. 344—347)

Пятраускас М., Норейка Д., Нятикшис В., Банайтис А.

По вине авторов в статье допущены некоторые неточности.

На стр. 344 (4-я строка снизу) не определено сокращение ННЗ. ННЗ — неравновесные носители заряда.

На стр. 347 (4-я строка сверху) не определено сокращение ЛДХ. ЛДХ — люкс-дифракционная характеристика, т. е. зависимость дифракционной эффективности от интенсивности возбуждения.

Вильнюсский университет

Получено 1.10.1991