

PACS 68.65. Cd, 73.50. Bk

**РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СВЕРХРЕШЕТКАХ
В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ПРИ РАССЕЯНИИ
НА ИОНИЗИРОВАННЫХ ПРИМЕСЯХ****С.Р.ФИГАРОВА, М.М.МАХМУДОВ***Бакинский Государственный Университет*
mehdimahmudov@bsu.edu.az

В работе определяется время релаксации при внутривозонных и межвозонных переходах для рассеяния носителей тока на ионах примеси в сверхрешетках в сильном магнитном поле и изучается влияние магнитного поля на это рассеяние. Показано, что в полях до 2 Тл при рассеянии на ионах примеси основной вклад в рассеяние дают внутривозонные переходы, в то время как в предельно сильных магнитных полях внутривозонное время релаксации уменьшается с магнитным полем и превалирует межвозонное рассеяние.

Ключевые слова: время релаксации, сверхрешетка, внутривозонное и межвозонное рассеяние, ионы примеси.

1. Введение. При низких температурах в структурах с двумерным и квазидвумерным электронным газом эффективными рассеивающими центрами электронов являются ионизированные примеси. Однако, необходимо учитывать какой вклад вносят в рассеяние внутривозонные и межвозонные переходы.

Сильное, квантующее магнитное поле влияет на процесс релаксации носителей заряда в кинетических эффектах [1]. Поэтому, при исследовании кинетических и оптических явлений в сверхрешетках в сильном магнитном поле необходимо учесть влияние магнитного поля на рассеяние. Доминирующим механизмом рассеяния в сверхрешетках при низких температурах, влияющим на подвижность и другие кинетические коэффициенты, является рассеяние на ионах примеси и как показано в [2] низкотемпературная подвижность в гетероструктурах в большой степени определяется концентрацией заряженных центров на границе. В отсутствии магнитного поля время релаксации в сверхрешетках довольно хорошо изучено [3-8], в то время как в сильном маг-

нитном поле, которое существенно влияет на рассеяние электронов таких исследований незначительно. Магнитное поле квантует движение носителей и влияет на рассеяние, что приводит к таким явлениям как отрицательное продольное магнитосопротивление и магнитотранспортным осцилляциям в низкоразмерных системах [9-15]. Так, в работе [14] показано, что в δ -легированном слое арсенида галлия продольное отрицательное магнитосопротивление связано с межподзонами переходами в сильном магнитном поле. Поэтому, необходимо учитывать какой вклад каждый из переходов (внутриподзонный и межподзонный) вносит в рассеяние.

Целью данной работы является определение времени релаксации при внутриподзонных и межподзонных переходах для рассеяния носителей тока на ионах примеси в сверхрешетках в сильном магнитном поле и изучить влияние магнитного поля на это рассеяние. Показано, что с ростом магнитного поля при внутриподзонных переходах время релаксации для рассеяния электронов проводимости на ионах примеси уменьшается по сравнению с межподзонными переходами. Получено, что значение поля, при котором начинает превалировать межподзонное рассеяние зависит от радиуса экранирования (концентрации примесей), периода сверхрешетки и от степени заполнения минизоны.

2. Энергетический спектр, волновая функция сверхрешеток в сильном магнитном поле и общее выражение для времени релаксации.

В сильном магнитном поле B , параллельном оси сверхрешетки z , имеет место квантование Ландау в плоскости слоя, а учет спина электрона приводит к зеемановскому расщеплению энергетических уровней. При этом закон дисперсии электронов проводимости в основной (нижней) минизоне сверхрешетки в приближении слабо взаимодействующих квантовых ям в магнитном поле имеет вид:

$$\varepsilon(N, k_z, \sigma) = (2N + 1)\mu B + \varepsilon_0(1 - \cos(ak_z)) + g^* \sigma \mu_0 B, \quad (1)$$

где $N = 0, 1, 2, \dots$ - осцилляторное квантовое число Ландау, k_z - z компонента волнового вектора, σ - оператор спина с собственным значением $\pm 1/2$, $\mu = (m_0 / m_\perp) \mu_0$, $m_0, m_\perp$ - масса свободного электрона и его масса в плоскости слоя сверхрешетки, соответственно, $\mu_0 = e\hbar / 2m_0$ - магнетон Бора, g^* - фактор спинового расщепления, $m_\perp^{-1} = \varepsilon_0 a^2 \hbar^{-2} \cos(ak_z)$, $m_\perp$ - продольная компонента эффективной массы, ε_0 - полуширина минизоны сверхрешетки, a - постоянная сверхрешетки.

Плотность состояний энергетического спектра (1) имеет вид:

$$g_B(\varepsilon) = \frac{1}{2(\pi R_B)^2 a} \sum_{N,\sigma} (2\varepsilon_0 \varepsilon_z - \varepsilon_z^2)^{-1/2} = \frac{1}{2(\pi R_B)^2 a \varepsilon_0} \sum_{N,\sigma} \sin^{-1}(ak_z), \quad (2)$$

здесь $k_z = k_z(\varepsilon, N, \sigma)$, $\varepsilon_z = \varepsilon(N, k_z, \sigma) - (2N+1)\mu B - g^* \sigma \mu_0 B$, $R_B = (\hbar/eB)^{1/2}$ - магнитная длина.

При выполнении условий $\frac{\hbar}{\tau_{II}} < \varepsilon_0 < k_0 T$ и $k_0 T \leq \mu B$, можно ввести время релаксации [2], здесь τ_{II} - эффективное время рассеяние, соответствующие движению электрона вдоль оси сверхрешетки. Эти условия предполагают слабое рассеяние и большую длину свободного пробега вдоль оси сверхрешетки, что необходимо для формирования минизоны. Энергетический спектр сверхрешеток анизотропный, поэтому следует ожидать, что время релаксации также будет анизотропным. Для анизотропного рассеяния общее выражение для компонент тензора обратного времени релаксации $\hat{\tau}^{-1}$, вычисляется по формуле [16]

$$\frac{1}{\tau_i} = \sum_{k'} \left| 1 - \frac{k'_i}{k_i} \right| W_{kk'}, \quad (3)$$

где $W_{kk'}$ - вероятность перехода электрона проводимости из $\mathbf{k}$ - состояния в $\mathbf{k}'$ - состояние, k_i - компоненты волнового вектора.

Из формулы (3) видно, что при вычислении выражений компонент тензора обратного времени релаксации и определения их зависимостей от компонент волнового вектора $\mathbf{k}$ необходимо использовать явный вид вероятности перехода $W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$.

Вероятность рассеяния вычисляется квантово-механически по известной формуле:

$$W_{kk'} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \mathbf{k}' | \hat{H} | \mathbf{k} \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{k'} - \varepsilon_k), \quad (4)$$

где $\hat{H}$ - оператор перехода, равный:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\hat{p} + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 - \frac{\mu}{s} \hat{s} \vec{B} + U(x, y, z), \quad (5)$$

где $\hat{s}$ - оператор спина, $\hat{p}$ - оператор импульса, $\vec{A}$ - векторный потенциал, калибровка которого выбрана в виде $A_x = -By, A_y = A_z = 0$.

Ограничимся низшим порядком теории возмущения (борновское приближение) когда $\hat{H}$ совпадет с оператором возмущения $\hat{U}$, ответственным за переход. Для вычисления матричного элемента надо знать волновые функции электрона проводимости, соответствующие энергетическому спектру (1), которые в магнитном поле имеют вид:

$$\Psi(\vec{r}) = \varphi(x - x_0) \phi(z) e^{ik_y y} \chi, \quad (6)$$

здесь

$$\varphi(x-x_0) = \frac{1}{\sqrt{R}} H_N \left(\frac{x-x_0}{R} \right) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x-x_0}{R} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где H_N - полином Эрмита N - порядка, $x_0 = -\frac{\hbar k_y}{\Omega m_n}$, обусловлена квантованием в магнитном поле

$$\phi(z) = \sqrt{\frac{a}{V}} \sum e^{ik_y a n} \xi(z - an), \quad (8)$$

где $\phi(z)$ - волновая функция электрона в сверхрешетки с осью в направлении z , $\chi = s_z \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha, & 0 < \alpha < \pi/2 \\ e^{i\beta} \sin \alpha, & 0 < \beta < 2\pi \end{pmatrix}$ - волновая функция, связанная с расщеплением спина в магнитном поле, $a + b$ - период сверхрешетки.

Специфика сверхрешеток заключается в том, что в силу закона сохранения энергии частица с волновым вектором k_z может упруго рассеиваться только в состояние k_z , причем в сверхрешетках закон дисперсии $\varepsilon(k_z)$ неквадратичен. Подставляя формулы (4-8) в (3) и переходя от суммирования к интегрированию, для обратного времени релаксации получим:

$$\frac{1}{\tau_z(k_z)} = \frac{2\pi}{\hbar} g(\varepsilon_F) R_B^2 \int_0^{2k_z} q_{\perp} dq_{\perp} \left(\frac{1}{2} R_B^2 q_{\perp}^2 \right)^{N-N'} \exp(-R_B^2 q_{\perp}^2) |U_{q_{\perp}, -2k_z}|^2, \quad (9)$$

здесь $k_z^F = \arccos\left(\frac{1-\varepsilon_F/\varepsilon_0}{a}\right)$, U - Фурье-компонента рассеивающего потенциала, множитель $\left(\frac{R_B^2 q_{\perp}^2}{2}\right)^{N-N'}$ - ответственный за межподзонные переходы.

При рассеянии на ионизированных примесях для рассеивающего потенциала имеем:

$$|U(q_{\perp})|^2 = \frac{N}{a^3} \left(\frac{e^2}{2\kappa_0 \kappa_s q_{\perp}} \right)^2 \frac{1}{(q_{\perp}^2 + k_s^2)^2} \exp(-2q_{\perp}^2 k_s^{-2}), \quad (10)$$

κ_0 - диэлектрическая постоянная, $\kappa_s = 1 + \frac{k_s}{q_{\perp}}$, $k_s = \frac{e^2 m}{\pi \hbar^2 \kappa \kappa_s a}$ - коэффициент экранирования Дебая, κ - диэлектрическая проницаемость.

Время релаксации обращается в нуль, когда $B = B_s = \frac{2\pi \hbar n a}{es}$ (где $s = 1, 2, 3, \dots$), исключительно за счет сингулярности плотности состояний и вблизи точек перехода. В условии сильного квантования в магнитном поле при вычислении матричного элемента на волновых функциях (7),

найденного из решения уравнения Шредингера, в выражении для времени релаксации появляется дополнительный множитель, который пропорциональный $\frac{R_B^2 q_{\perp}^2}{2} \exp\left(-\frac{R_B^2 q_{\perp}^2}{2}\right)$.

3. Время релаксации при рассеянии на ионах примеси.

Зависимость времени релаксации от магнитного поля входит через плотность состояний и импульс $q_{\perp} \approx p_B$ (где p_B определяется из выражения $k_{\perp}^2 = p_B^2(2N+1)$, $p_B = R_B^{-1}$). При каждом акте рассеяния электрон смещается поперек магнитного поля B на расстояние порядка R_B .

Рассмотрим индуцированное рассеяние на заряженных примесях, которое преобладает в области азотных температур в сильных магнитных полях до 30 Тл. Подставляя выражение (10) в формулу (9) для обратного времени релаксации при внутриволновых переходах имеем:

$$\frac{1}{\tau} = A_1 \frac{Ra}{r_0^2} g(\epsilon_F) \phi(\zeta), \quad (11)$$

где $A_1 = \frac{(2\pi)^3 \hbar^2 N_i e a^{5/2}}{m^{3/2} \kappa^{1/2}}$, $r_0 = \left(\frac{4\pi e^2 n}{\kappa \epsilon_0}\right)^{-1/2}$ - радиус экранирования, N_i - концентрация примесей, а функция экранирования имеет вид:

$$\phi(\zeta) = \int_0^{\infty} \frac{e^{-x} dx}{(x + \zeta)^2}. \quad (12)$$

Строго говоря, экранирование в квантующем поле должно зависеть от $q_{\perp}$, однако при актуальных для рассеяния на примесях передачах $q_z \leq k_z$ и $q_{\perp} \leq R_B^{-1}$ длину экранирования можно считать независимой от волнового вектора. В этом случае, используя приближенное вычисление интеграла (12) при рассеянии на заряженных примесях для внутриволновых переходов при слабом экранировании носителей тока ($k_z r_0 \gg 1$) из формул (11) и (12) получим, что время релаксации $(\tau_B^{-1})_{\text{внз}}$ зависит от k_z и определяется формулой:

$$(\tau_B^{-1})_{\text{внз}} = \frac{1}{4\tau_0} \frac{a R_B}{r_0^2} \frac{1}{Z^2} \quad (13)$$

где $Z = a k_z$, $\tau_0 = \frac{1}{8\pi N_i a} \frac{m_{\perp}}{\hbar} \left(\frac{r_B}{a}\right)^{1/2}$, $r_B = \frac{\chi \hbar^2}{m e^2}$ - Боровский радиус.

При межволновых переходах $q_z \approx R_B^{-1}$ поэтому вопрос, связанный с кулоновским расхождением не возникает и экранированием можно пренебречь. Наиболее существенными является переход из дна зоны $N=1$ в зону $N=0$ ($1 \rightarrow 0$) и из зоны $N=0$ на дно зоны $N=1$ ($0 \rightarrow 1$). Пер-

вый переход важен из-за сравнительно большого числа носителей в начальном состоянии, а второй - из-за большой вероятности перехода, чем наоборот. При межзонных переходах типа $1 \rightarrow 0$ время релаксации $(\tau_B^{-1})_{мпз}$ имеет вид:

$$(\tau_B^{-1})_{мпз} = \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{R_B}{a} \right)^3 \frac{1}{Z}, \quad (14)$$

а для типа $0 \rightarrow 1$

$$(\tau_B^{-1})_{мпз} = \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{R_B}{a} \right)^3 \left(\frac{1}{2} k_z^2 R_B^2 - 1 \right)^{-1/2} \frac{1}{Z}, \quad (15)$$

при выполнении условия $k_z R_B > 1$ из (15) получим

$$(\tau_B^{-1})_{мпз} = \frac{1}{2\tau_0} \left(\frac{R_B}{a} \right)^2 \frac{1}{Z}. \quad (16)$$

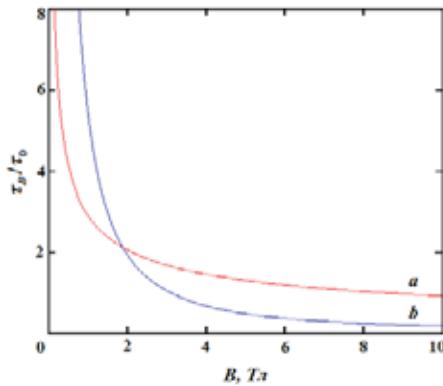


Рис.1. Зависимость межподзонного (а) и внутриводзонного (б) времени релаксации от магнитного поля при рассеянии на ионах примеси.

Отношение внутриводзонного времени релаксации к межподзонному при рассеянии на экранированных ионах примеси равно:

$$\frac{(\tau_B)_{впз}}{(\tau_B)_{мпз}} = \frac{R_B}{a} \left(\frac{r_0}{a} \right)^2 Z. \quad (17)$$

Из (17) следует, что с ростом магнитного поля отношение $(\tau_B)_{впз} / (\tau_B)_{мпз}$ уменьшается, так как в предельно сильных магнитных полях, когда $B > 2\pi\hbar na/e$ для вырожденного электронного газа $Z = ak_z = 2n\pi^2 R^2$ [15], следовательно внутриводзонное время релаксации уменьшается по сравнению с межподзонным (рис.1), причем значение поля при котором начинает превалировать межподзонное рассеяние зависит от соотношения между радиусом экранирования (концентрации примесей), периодом сверхрешетки и степенью заполнения минизоны сверхрешетки.

Получено, что с увеличением степени заполнения минизоны сверхрешетки отношение времени релаксации при внутриволновых переходах к времени релаксации при междволновых переходах уменьшается (рис. 2).

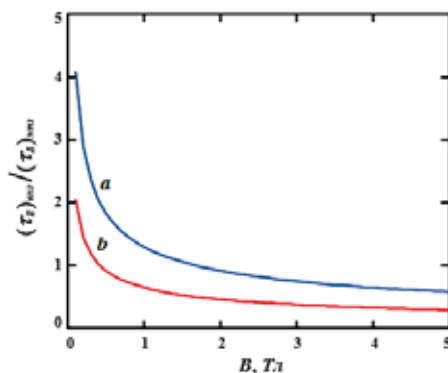


Рис.2. Зависимость отношения времени релаксации при внутриволновых переходах к времени релаксации при междволновых переходах от магнитного поля: **a** - при $Z = \pi$, **b** - при $Z = \pi/2$.

В ультраквантовом пределе ($Z = ak_z = 2na\pi^2 R^2$) в сверхсильных магнитных полях время релаксации уменьшается с ростом магнитного поля как $\tau \propto B^{-5/2}$ - для внутриволнового и $\tau \propto B^{-1/2}$ - для междволнового.

Наличие междволновых переходов должно привести к осцилляциям продольной проводимости с разными периодами одного порядка или размывать осцилляции.

В случае сильного экранирования время релаксации определяется как:

$$(\tau_B^{-1})_{\text{экр}} = A \frac{2r_0}{a} g(\epsilon). \quad (18)$$

Из формулы (18) видно, что при сильном экранировании зависимость времени релаксации от энергии аналогична времени релаксации при рассеянии на акустических фононах, которая определяется плотностью состояний [17].

Заключение. В работе изучается влияние внутриволновых и междволновых переходов на время релаксации сверхрешеток с косинусоидальным законом дисперсии при рассеянии носителей тока на ионах примеси в сильных магнитных полях. Показано, что в полях до 2 Тл при рассеянии на ионах примеси основной вклад в рассеяние дают внутриволновые переходы, в то время как в предельно сильных магнитных полях внутриволновое время релаксации уменьшается с магнитным полем и превалирует междволновое рассеяние (рис.1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасова М.М., Степанов В.А., Коржавчиков М.А. Исследование электрон-фононного взаимодействия в структурах InAs/AlSb в режиме квантующих магнитных полей. Наносистемы: физика, химия, математика. 2012, т.3(6), с.36-46.
2. Быстров С.Д., Крещук А.М., Новиков С.В., Полянская Т.А., Савельев И.Г. Квантовое и классическое времена релаксации и свойства гетерограницы в селективно легированных гетероструктурах InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As. Физика и техника полупроводников, 1993, т.27, в.4, с.645-653.
3. Davies J.H. The physics of low-dimensional semiconductors. Cambridge University press, 1998. 438 p.
4. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники. Москва: Логос, 2006. 496 с.
5. Protasov D.Yu., Zhuravlev K.S. The influence of impurity profiles on mobility of two-dimensional electron gas in AlGaAs/InGaAs/GaAs heterostructures modulation-doped by donors and acceptors. Solid-State Electronics, 2017, v.129, p.66-72.
6. Askerov B.M., Figarova S.R., Guseynov G.I., Figarov V.R. Relaxation-time and electrical conductivity anisotropy of layered crystal at the scattering of charge carriers of impurity ions. AIP Conference Proceedings, 2007, v.905, p.43-47.
7. Breitkreiz M., Brydon P.M.R., Timm C. Transport anomalies due to anisotropic interband scattering. Physical Review B 88(8), 2013, p.085103.
8. Orr J.M.S., Gilbertson A.M., Fearn M., Croad O.W., Storey C.J., Buckle L., Emeny M.T., Buckle P.D., Ashley T. Electronic transport in modulation-doped InSb quantum well heterostructures. Physical Review B 77, 2008, p.165334.
9. Bryksin V.V., Kleinert P. Transport in semiconductor superlattices in quantizing parallel electric and magnetic fields. Physica B: Physics of Condensed Matter, 1999, v.269, iss.2, p. 163-176.
10. Studenikin S.A., Rechkunov S.N., Toropov A.I., Koenraad P. Quantum magnetotransport oscillations of 2DEG in a short-period InAs lateral superlattice on a vicinal (001) surface in a GaAs/AlGaAs heterostructure. Semiconductor Science and Technology, 2002, v.17, iss.1, p.1-7.
11. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. Москва: Наука, 1984, 349 с. Gantmakher V.F., Levinson Y.B. Carrier scattering in metals and semiconductors. Elsevier Science, 2012, 478 p.
12. Перов А.А., Пенягин И.В. Квантовые состояния носителей заряда и продольная проводимость двоякопериодических полупроводниковых решеточных структур n-типа в электрическом поле. Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2015, 148(1), 127-132. 110-114.
13. Askerov B.M., Figarova S.R., Mahmudov M.M. Longitudinal magnetoresistance of layered crystals in a quantizing magnetic field taking into account the spin splitting. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 2006, 33(2), p.303-307.
14. Falko V.I. Longitudinal magnetoresistance of ultrathin films and two-dimensional electron layers. Journal of Physics: Condensed Matter, 1990, v.2, iss.16, p. 3797-3802.
15. Figarova S.R. Negative longitudinal magneto-resistance of layered crystals taking into account the spin splitting. Physica Status Solidi (b), 2006, v.243 (6), p. R41-R43.
16. Askerov B.M., Figarova S.R. Thermodynamics, Gibbs Method and Statistical Physics of Electron Gases. Berlin: Springer Verlag, 2010, 374 p.
17. Фигарова С.Р., Махмудов М.М. Время релаксации при межзонном и внутризонном рассеянии электронов проводимости на фонах в сверхрешетках в сильном магнитном поле. Вестник Бакинского Университета, серия физико-математических наук, 2021, № 2, с. 92-101.

GÜCLÜ MAQNİT SAHƏSİNDƏ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ İON AŞQARLARINDAN SƏPİLMƏ ZAMANI RELAKSASIYA PROSESLƏRİ

S.R.FİQAROVA, M.M.MAHMUDOV

XÜLASƏ

İşdə güclü maqnit sahəsində ifratqəfəslərdə yükdaşıyıcıların ion aşqarlarından səpilməsi zamanı altzonalardaxili və altzonalarası keçidlər üçün relaksasiya müddəti təyin edilmiş və bu səpilməyə maqnit sahəsinin təsiri öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, ion aşqarlarından səpilmə zamanı sahənin $2 Tl$ qiymətinə qədər səpilməyə əsas payı altzonalarası keçidlər verdiyi halda, maqnit sahəsinə ifratböyük qiymətlərində sahənin böyüməsi ilə altzonalarası relaksasiya müddəti azalır və altzonalarası səpilmə üstünlük təşkil edir.

Açar sözlər: relaksasiya müddəti, ifratqəfəs, altzonalarası və altzonalardaxili səpilmə, hal sıxlığı.

RELAXATION PROCESSES IN SUPERLATTICES IN STRONG MAGNETIC FIELDS DURING SCATTERING BY IONIZED IMPURITIES

S.R.FIGAROVA, M.M.MAHMUDOV

SUMMARY

In this paper the relaxation time for intrasubband and intersubband transitions for the scattering of charge carriers by impurity ions in superlattices in a strong magnetic field are studied and takes into account the influence of the magnetic field on this scattering. It has been determined that with an increasing the magnetic field the role of intrasubband transitions on the relaxation time in comparison with intersubband transitions decreases. It was also found that the value of the field at which intersubband scattering begins to prevail depends on the screening radius, the period of the superlattice, and the degree of filling of the miniband.

Keywords: relaxation time, superlattice, intrasubband and intersubband scattering, impurity ions.