BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ

№2 Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası 2021

FİZİKA

PACS 68.65. Cd, 73.50. Bk

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ ПРИ МЕЖЗОННОМ И ВНУТРИЗОННОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ НА ФОНОНАХ В СВЕРХРЕШЕТКАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.Р.ФИГАРОВА, М.М.МАХМУДОВ
Бакинский Государственный Университет
mehdimahmudov@bsu.edu.az

В работе вычисляется время релаксации при рассеянии электронов проводимости на акустических и полярных оптических фононах в сверхрешетках в сильном магнитном поле. Изучена вероятность внутризонного и межзонного рассеяния. Установлено, что при рассеянии на акустических фононах в сильном магнитном поле превалируют внутризонные переходы, в то время как при рассеянии на полярных оптических фононах - межзонные. Показано, что время релаксации пропорционально плотности состояний, которая зависит от магнитного поля.

Ключевые слова: время релаксации, сверхрешетка, внутризонное и межзонное рассеяние, плотность состояний.

Для интенсивного применения электронных систем пониженной размерности в наноэлектронике необходимо получить всеобъемлющую информацию о физических характеристиках рассматриваемых систем. Такую информацию можно получить, исследуя электронные явления переноса в низкоразмерных системах. Физические свойства квазидвумерных систем существенно отличаются от свойств обычных изотропных или слабо анизотропных проводников. Различные механизмы рассеяния электронов проводимости значительно влияют на электронные явления переноса. Поэтому при исследовании явлений переноса нужно учитывать всевозможные механизмы рассеяния носителей тока. В квазидвумерных системах анизотропия структуры и энергетического спектра электронов проводимости приводит к особенностям механизмов рассеяния. В отсутствии магнитного поля время релаксации в сверхрешетках довольно хорошо изучено [1-4], в то время как в сильном магнитном поле, которое существенно влияет на механизмы рассеяния таких работ мало. Сильное магнитное поле квантует движение носителей тока и влияет на механизм релаксации. Проявление квантовых эффектов в низкоразмерных системах делает их привлекательными объектами для фундаментальных исследований [5-9]. Связано это, в первую очередь, со значительными успехами в технологии получения высококачественных структур, а также с возможностью применении традиционных экспериментальных методов, таких как гальвано- и термомагнитные и оптические исследования для изучения свойств низкоразмерных электронных систем. Хотя успехи в физике электронных явлений переноса в двумерных системах велики, до сих пор остаются нерешенные проблемы и возникают новые, которые требуют решения. Поэтому необходимо стремиться к количественному пониманию роли различных механизмов релаксации и влияния сильного, квантующего магнитного поля на явления переноса, их зависимости от параметров структур и внешних условий. Интересны результаты теории и эксперимента, полученного при исследовании магнетополевой зависимости кинетических коэффициентов низкоазмерных электронных систем. В частности, установлено, что в сильном продольном и поперечном магнитном поле возможна смена знака и осцилляции некоторых кинетических коэффициентов, например, магнитосопротивления, магнитотермоэдс, дифференциальной проводимости [10-12]. Следовательно, точное определение механизма рассеяния играет важную роль при сравнении результатов эксперимента с теорией. Целью данной работы является нахождение времени релаксации при внутризонных и межзонных переходах при рассеянии носителей тока на акустических и оптических фононах в сверхрешетках в сильном магнитном поле и изучить влияние магнитного поля на это рассеяние.

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 сверхрешетки в магнитном поле имеет вид:

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

где $N=0,1,2,...$ - 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, $m_{II}^{-1}=\varepsilon_0 a^2\hbar^{-2}\cos(ak_z)$, m_{II} - продольная компонента эффективной массы, ε_0 - полуширина минизоны сверхрешетки, a - постоянная сверхрешетки. Плотность состояний энергетического спектра (1) имеет вид:

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

здесь $k_z=k_z(\varepsilon,N,\sigma)$, $\varepsilon_z=\varepsilon(N,k_z,\sigma)-(2N+1)\mu B-g^*\sigma\mu_0 B$, $R_B=\left(\hbar/eB\right)^{1/2}$ - магнитная длина. Плотность состояний имеет особенность при $\varepsilon_z=2\varepsilon_0$; если $\varepsilon_z>2\varepsilon_0$, плотность состояний не зависит от энергии и при большом значении g^* - фактора линейно зависит от магнитного поля.

Энергетический спектр сверхрешеток анизотропный, поэтому следует ожидать, что время релаксации также будет анизотропным. Из работ [13,14] следует, что для анизотропного рассеяния общее выражение для компонент тензора обратного времени релаксации $\hat{\tau}^{-1}$, вычисляется по формуле

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

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

Из формулы (3) видно, что при вычислении явного выражения компонент тензора обратного времени релаксации и определения их зависимостей от компонент волнового вектора $\boldsymbol{k}$ необходимо использовать явный вид вероятности перехода W_{ij}.

Вероятность рассеяния вычисляется квант механически по известной формуле:

$$W_{ij}=\frac{2\pi}{\hbar}\left|\left\langle j\right|T\left|i\right\rangle\right|^2\delta\left(\varepsilon_i-\varepsilon_j\right), \qquad (4)$$

где T - оператор перехода, который если ограничиться низшем порядком теории возмущения (борновское приближение) совпадает с оператором возмущения, входящий в оператор Гамильтона - $\hat{H}$, равный:

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

где $\hat{s}$ - оператор спина.

Фактическое применение этой формулы в большей степени зависит от того, какой переход изучается. Для вычисления матричного элемента в (4) надо знать волновые функции электрона проводимости, соответствующие энергетическому спектру (1). Для вычисления матричного элемента возмущенного гамильтониана (4) необходимо знать волновую функцию, которая имеет вид:

$$\Psi(\vec{r})=\varphi(x-x_0)\phi(z)e^{ik_y y}\chi\,, \qquad (5)$$

здесь

$$\varphi(x-x_0)=\frac{1}{\sqrt{R}}H_N\left(\frac{x-x_0}{R}\right)\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{R}\right)\right], \tag{6}$$

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

$$\phi(z)=\sqrt{\frac{a}{V}}\sum e^{ik_z an}\xi(z-an), \tag{7}$$

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

Время релаксации при рассеянии на фононах

При выполнении условий $k_0T\le\mu B$, можно ввести время релаксации [12,13]. Подставляя формулы (5-7) в (4) получим выражение для обратного времени релаксации. Рассмотрим рассеяние носителей тока на акустических и неполярных оптических фононах, для которых вероятность перехода электрона проводимости из состояния $\boldsymbol{k'}$ в состояние $\boldsymbol{k}$, благодаря взаимодействию с фононами, определяется выражением:

$$W(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'})=\sum w(q)\left|\Psi\right|^2(A^{+}_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'}}(q)+A^{-}_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'}}(q)), \tag{8}$$

где $A^{\pm}_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'}}(q)=\left(N_{\mathrm{q}}+\frac{1}{2}\mp\frac{1}{2}\right)\delta(\varepsilon_{\boldsymbol{k'}}-\varepsilon_{\boldsymbol{k}}\mp\hbar\omega(q))\delta_{\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k}\pm\mathrm{q}}$. Для акустических фононов с частотой $\omega(\boldsymbol{q})$ - $w_1(q)=\frac{\pi E_1^2q^2}{NM\omega(q)}$. Для неполярных оптических фононов с частотой ω_0, если не учитывать дисперсию $w_2(q)=\frac{\pi E_0^2}{NM\omega_0}\left(\frac{\pi}{a}\right)^2$. Для полярных оптических фононов с частотой ω_0 $w_3(q)=\frac{4\pi^2e^2\omega(q)}{V\kappa q^2}$. Для пьезоакустических фононов с частотой $\omega(q)$ $w_4(q)=\frac{\pi E_{1pz}^2}{\kappa^2NM\omega(q)}$. Здесь E_1,E_0 - константы акустического и оптического потенциала деформации, соответственно, N_{q} - функция Планка, M - масса элементарной ячейки, N - число элементарных ячеек, a - постоянная решетки, κ- диэлектрическая проницаемость кристалла. Для акустических и неполярных оптических фононов при не очень низких температурах (когда $k_0T > \hbar\omega$) можно считать, что процесс носит упругий характер и в аргументе δ- функции можно пренебречь энергией фонона. Тогда в этих случаях после вычисления матричных элементов с помощью волновой функции (5) можно записать:

$$W(\mathrm{k},\mathrm{k}') = C_{1,2}\delta(\varepsilon_{\mathrm{k}'} - \varepsilon_{\mathrm{k}}), \tag{9}$$

где $C_1 = \dfrac{2\pi E_1^2 k_0 T}{NM\hbar\upsilon_0^2}$ - для акустических фононов, здесь υ_0 - скорость звука ,

$C_2 = \dfrac{\pi E_0^2}{NM\omega_0}\left(\dfrac{\pi}{a}\right)^2$ - для неполярных оптических фононов.

Учитывая (9) в (3), для компонент обратного тензора времени релаксации получим [13]:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\tau_B(\varepsilon)} = \frac{2\pi}{\hbar}\int_0^\infty \frac{d^3q}{(2\pi)^3} D(q_\perp)\exp\left(-\frac{1}{2}R_B^2 q_\perp^2\right)\Big[(N_q+1)\delta\left(\varepsilon_{k_z} - \varepsilon_{k_z-q_z} - \hbar\omega_q\right) + \\ + N_q\delta\left(\varepsilon_{k_z} - \varepsilon_{k_z-q_z} + \hbar\omega_q\right)\Big]\end{aligned}. \tag{10}$$

При рассеянии на деформационном потенциале $D(q_\perp) = D_0 q_\perp$, где $D_0 = \hbar E_1^2 / 2\rho\upsilon_0$, здесь ρ - плотность кристалла. В формуле (10) импульс фонона q_z входит только в δ- функцию и поэтому интегрирование по q_z для $\tau_B(\varepsilon)$- обратного времени релаксации по импульсам в квантующем магнитном поле дает:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\tau_B(\varepsilon)} = \frac{2\pi}{\hbar}R_B^2\int_0^\infty dq_\perp q_\perp D(q_\perp)\exp\left(-\frac{1}{2}R_B^2 q_\perp^2\right)\Big[(N_q+1)g\left(\varepsilon - \hbar\upsilon_0 q_\perp\right) + \\ + N_q g\left(\varepsilon + \hbar u_0 q_\perp\right)\Big],\end{aligned}. \tag{11}$$

В области квазиупругого рассеяния $\varepsilon > \hbar\upsilon_0 p_B$, где $p_B = R_B^{-1}$, из (11) получим:

$$\frac{1}{\tau_B(\varepsilon)} = \frac{2\pi}{\hbar}D_n g_B(\varepsilon), \tag{12}$$

здесь введен эффективный коэффициент

$$D_n = R_B^2\int_0^\infty dq_\perp q_\perp^n \exp\left(-\frac{1}{2}R_B^2 q_\perp^2\right)D(q_\perp)(2N_q+1), \tag{13}$$

который зависит от температуры и магнитного поля. Таким образом, в квантующем магнитном поле время релаксации при рассеянии на акустических и неполярных оптических фононах будет обратно пропорционально плотности состояний электронов в магнитном поле в расчете на одну подзону Ландау. Зависимость времени релаксации от энергии определяется исключительно плотностью состояний, по мере удаления электрона от дна зоны рассеяние ослабевает. Зависимость времени релаксации от магнитного поля тоже входит через плотность состояний и импульс фонона $q \cong p_B$ (где p_B определяется из выражения $k_\perp^2 = p_B^2(2N+1)$, $p_B = R_B^{-1}$) с которым взаимодействует электрон. При каждом акте рассеяния электрон смещается поперек магнитного поля B на расстояние порядка R_B. Для внутризонных переходов $n=1$ в интеграле (13), а для межзонных - $n=3$ Интеграл D_1 легко вычисляется в области индуцированного $k_0T >> \hbar\upsilon_0 p_B$ и спонтанного рассеяния $k_0T << \hbar u_0\upsilon_0 p_B$.

При индуцированном рассеянии, когда $\hbar\upsilon_0 q \le k_0T$ (υ_0 - скорость звука, q - волновой вектор фонона),

$$D_1(T,B) = \frac{k_0TE_1^2}{\rho\upsilon_0^2}. \tag{14}$$

При спонтанном рассеянии, когда $\hbar\upsilon_0 q \ge k_0T$,

$$D_1(T,B) = \sqrt{\frac{2\pi}{R_B^2}}\frac{\hbar E_1^2}{\upsilon_0\rho}. \tag{15}$$

Окончательно, при квазиупругом рассеянии электронов проводимости на акустических фононах ($\varepsilon > \hbar\upsilon_0 / R_B$) для времени релаксации на акустических фононах при внутризонных и межзонных переходах имеем [14]:

$$(\tau_B^{-1})_{вз} = \frac{2\pi}{\hbar}D_1 g_B(\varepsilon), \tag{16}$$

$$(\tau_B^{-1})_{мз} = \frac{2\pi}{\hbar}D_3 g_B(\varepsilon), \tag{17}$$

При рассеянии на акустических фононах отношение внутризонного времени релаксации к межзонному равно:

$$\frac{\tau_{вз}}{\tau_{мз}} = \frac{a}{R_B}. \tag{18}$$

Можно показать, что для постоянной сверхрешетки 10 *nm* в полях меньше 7 *Тл* время релаксации при внутризонных переходах будет меньше, чем при межзонных с дальнейшим ростом магнитного поля при $B \propto 7$ *Тл* они становятся одного порядка, в сильных магнитных полях больше 7 *Тл* внутризонное рассеяние превалирует (рис.1).

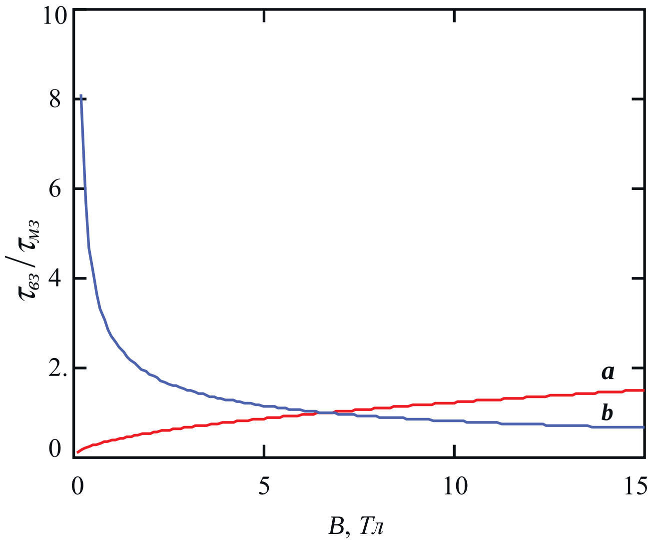

Рис.1. Зависимость отношение внутризонного времени релаксации к межзонному от магнитного поля: ***a*** - при рассеянии на акустических фононах; ***b*** - при рассеянии на полярных оптических фононах (a =10 *нм*).

Подставляя (14) и (15) в (16), для внутризонного рассеяния получим, соответственно:

при индуцированном рассеянии

$$(\tau_B^{-1})_{вз} = A_0 g_B(\varepsilon),$$

где $A_0 = \dfrac{2\pi k_0 T E_1^2}{\hbar\rho\upsilon_0^2}$, а при спонтанном рассеянии

$$(\tau_B^{-1})_{вз} = A_1 R_B^{-1} g_B(\varepsilon),$$

где $A_1 = \dfrac{(2\pi)^{3/2} E_1^2}{\rho\upsilon_0}$.

Следует отметить, что если индукция магнитного поля будет достаточно велика для того, чтобы и переходы между подзонами Ландау в процессе рассеяния были подавлены, то имеет место только внутризонное рассеяние. Если считать $\upsilon_0 = 5\cdot 10^3$ *м/с*, то в области азотных температур в сильных магнитных полях до 30 *Тл* преобладает индуцированное рассеяние.

Исходя из формулы (8), и учитывая выражения для $w(q)$ при рассеянии на полярных оптических фононах и на пьезоакустических фононах для времени релаксации получим:

при внутризонном рассеянии

$$(\tau_B^{-1})_{вз} = A_2 \frac{R_B a}{Z} g_B(\varepsilon), \qquad (19)$$

а при межзонном рассеянии

$$(\tau_B^{-1})_{мз} = A_2 \frac{R_B^2}{Z} g_B(\varepsilon), \qquad (20)$$

где $Z = ak_z$, $A_2 = \dfrac{2\pi e^2 \omega_0}{\kappa(2N_q + 1)}$, N_q - функция распределения фононов Планка.

При рассеянии на полярных оптических фононах отношение внутризонного времени релаксации к межзонному будет противоположно аналогичному для акустических фононов и равно:

$$\frac{\tau_{вз}}{\tau_{мз}} = \frac{R_B}{a}. \qquad (21)$$

Следует отметить, что при рассеянии на оптических фононах рассеяние будет неупругим и время релаксации при низких температурах можно ввести только, когда имеет место только процесс с поглощением фонона. Благодаря этому процессу происходит релаксация по импульсу, а энергия не меняется, при этом $\varepsilon << \hbar\omega_0$.

Из рис.1 следует, что в случае рассеяния электронов проводимости на оптических фононах зависимость времени релаксации от магнитного поля сильнее, чем в случае рассеяния на акустических фононах, однако при этом рассеянии в сравнительно слабых магнитных полях превалируют внутризонные переходы, в то время как в сверхсильных магнитных полях - межзонные. Тот факт, что время релаксации внутризонных переходов значительно превосходит частоту межзонных при оптических переходах согласуется с результатами работы [15].

Аналитические выражения для времени релаксации, удобные при вычислении кинетических коэффициентов, удалось получить в приближении длинноволновых фононов и используя тот факт, что в сверхрешетках $m_z >> m_\perp$. Отметим, что магнитное поле уменьшает степень упругости рассеяния.

Время релаксации имеет общую структуру $\tau^{-1} \propto W(\varepsilon)g(\varepsilon)$, что соответствует золотому правилу Ферми. В данной работе спиновое расщепление учитывалось только через плотность состояний, в то время как квантование Ландау и структура сверхрешетки через плотность состояний и вероятность перехода.

Заключение. В работе изучается влияние внутризонных и межзонных переходов на время релаксации сверхрешеток с косинусоидальным законом дисперсии при рассеянии носителей тока на акустических и полярных оптических фононах в сильных магнитных полях. Показано, что обратное время релаксации пропорционально плотности состояний, существенно зависящей от магнитного поля. Получено, что в полях до 7 *Тл* при рассеянии на акустических фононах основной вклад дают межзонные переходы, в то время как при рассеянии на полярных оптических фононах в предельно сильных магнитных полях имеет место обратный эффект - межзонные переходы превалируют, становятся более значительными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники. М.: Логос, 2006, 496 с.
2. Davies J.H. The physics of low-dimensional semiconductors. Cambridge University press 1998. 438 p.
3. Горский П.В. Эффект Капицы в кристаллах со сверхрешеткой. ФТП, 2004, т.38, в.7 с.864-868.
4. Askerov B.M., Kulieiv B.I., Figarova S.R. Qadirova I.R Electron-phonon scattering and anisotropy of conductivity in quasi-two-dimensional systems. J.Phys. Condens. Matter, 1995, v. 7, p.843-848.
5. Комник Ю.В., Андриевский В.В., Беркутов И.Б. Проявление спин-орбитального взаимодействия в пленках висмута в параллельном магнитном поле. Физика низких температур, 2007, т.33, в.1, с.105-114.
6. Perov A.A., Penyagin I.V. Quantum states of charge carriers and longitudinal conductivity in double periodic n-type semiconductor lattice structures in electric field. Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2015, т. 121, № 1, p.110-114.
7. Breitkreiz M., Brydon P.M.R., Timm C. Transport anomalies due to anisotropic interband scattering. Physical Review B, 2013, 88(8), p.085103.
8. Askerov B.M., Figarova S.R., Mahmudov M.M., Figarov V.R. Diamagnetism of an Electron Gas in Superlattices. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2008, 464, p.3213-3218.
9. Askerov B.M., Figarova S.R., Mahmudov M.M., FigarovV.R. Entropy of Superlattices in a Quantized Magnetic Field. Japanese Journal of Applied Physics, 2011, 50, p.05FE10- 1-05FE10-2.
10. 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.
11. Kumar R.K., Chen X., Auton G.H., Mishchenko A., Bandurin D.A., Morozov S.V., Cao Y., Khestanova E., Ben Shalom M., Kretinin A.V., Novoselov K.S., Eaves L., Grigorieva I.V., Ponomarenko L.A., Fal’ko V.I., Geim A.K. High-temperature quantum oscillations caused by recurring Bloch states in graphene superlattices. Science, 2017, 357 (6347), p.181-184.
12. Pal G., Apel W., Schweitzer L. Landau Level splitting due to grapheme superlattices. Physical Review B, 2012, 85, p.235457.
13. Gantmakher V.F., Levinson Y.B. Carrier scattering in metals and semiconductors. Elsevier Science 2012, 478 p.
14. Askerov B.M., Figarova S.R. Thermodynamics, Gibbs Method and Statistical Physics of Electron Gases. Berlin: Springer Verlag, 2010, 374 p.
15. Алешкин В.Я., Дубинов А.А. Инверсия электронной населенности подзон размерного квантования при продольном транспорте в туннельно-связанных квантовых ямах. ФТП, 2002, т.36, в.6, с.724-729.

GÜCLÜ MAQNİT SAHƏSİNDƏ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ KEÇİRİCİLİK ELEKTRONLARININ FONONLARDAN ZONAARASI VƏ ZONADAXİLİ SƏPİLMƏSİ ZAMANI RELAKSASİYA MÜDDƏTİ

S.R.FİQAROVA, M.M.MAHMUDOV

XÜLASƏ

İşdə güclü maqnit sahəsində olan ifratqəfəslərdə keçiricilik elektronlarının akustik və polyar-optik fononlardan səpilməsi zamanı relaksasiya müddəti hesablanmışdşr. Zonaarası və zonadaxili səpilmənin ehtimalı öyrənilmişdir. Tapılmışdır ki, güclü maqnit sahəsində akustik fononlardan səpilmə zamanı zonalardaxili səpilmə üstünlük təşkil etdiyi halda, polyar-optik fononlardan səpilmə zamanı zonalararası səpilmə üstünlük təşkil edir. Göstərilmişdir ki, relaksasiya müddəti maqnit sahəsindən asılı olan hal sıxlığı funksiyasına mütənasibdir.

Açar sözlər: relaksasiya müddəti, ifratqəfəs, zonaarası və zonadaxili səpilmə, hal sıxlığı.

RELAXATION TIME FOR INTERBAND AND INTRABAND SCATTERING OF CONDUCTION ELECTRONS BY PHONONS IN SUPERLATTICES IN A STRONG MAGNETIC FIELD

S.R.FIGAROVA, M.M.MAHMUDOV

SUMMARY

In the paper, the relaxation time of conduction electrons for the scattering on acoustic and polar optical phonons in superlattices in a strong magnetic field is calculated. Has been studied the probability of intraband and interband scattering. It was found that in a strong magnetic field for scattering by acoustic phonons, intraband transitions prevail, while in scattering by polar optical phonons, interband transitions prevail. It is shown that the relaxation time is proportional to the density of states, which depends on the magnetic field.

Keywords: relaxation time, superlattice, intraband and interband scattering, density of states.