ОСОБЕННОСТИ ОДНОФОНОННОГО ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Синявский Э. П., Сафронов Е. Ю.

Исследуются процессы захвата электрона на мелкий короткодействующий центр в однородном магнитном поле. Показано, что в квантующем магнитном поле время жизни носителей, определяемое однофононной рекомбинацией с излучением акустического фонона, заметно увеличивается с ростом напряженности магнитного поля H. В случае взаимодействия электрона с оптическими колебаниями решетки, когда n-й уровень Ландау «натыкается» на энергию оптического фонона, должны наблюдаться осцилляции времени жизни в зависимости от H.

В квантующем магнитном поле процессы безызлучательной рекомбинации существенно зависят от напряженности магнитного поля **H** [1, 2]. Это, в частности, означает, что радиус и энергия локализованного состояния являются чувствительными функциями от **H**. В работах [3, 4] обнаружено возрастание времени жизни носителей в узкозонных полупроводниках с ростом магнитного поля, предсказанное в [1]. В [5] наблюдались осцилляции времени жизни в полупроводниках в магнитном поле, которые объясняются с привлечением механизма оже-рекомбинации [6].

В настоящей работе проведено исследование процессов теплового захвата носителей на короткодействующий примесный центр в однородном магнитном поле. Модель потенциала нулевого радиуса [7] является привлекательной, поскольку энергию и волновые функции связанного состояния можно найти точно, а не использовать в расчетах вариационные волновые функции. Именно это обстоятельство, в частности, позволяет последовательно изучить процессы рекомбинации на связанные состояния, которые отсутствовали при **H**=0. Знание функции Грина для электрона в магнитном поле [7] позволяет найти ортонормированные волновые функции связанного состояния $\Psi_0(\mathbf{r})$ и непрерывного спектра $\Psi_{nk_z}(\mathbf{r})$:

$$\Psi_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi R}\left[\frac{2}{R\xi(3/2;\ \delta)}\right]^{1/2} e^{-\frac{ixy}{2R^2}} \int\limits_0^\infty \frac{d\tau}{\operatorname{Sh}\tau^2} \exp\left\{\Delta_0\tau^2 - \frac{\varkappa}{2}\operatorname{cth}\tau^2 - \frac{z^2}{4R^2\tau^2}\right\}, \tag{1}$$

$$\Psi_{nk_z}(\mathbf{r}) = \Psi_{nk_z}^{(0)}(\mathbf{r}) + \frac{V_0 G(\mathbf{r},\ 0)\,\tilde{\Psi}_{nk_z}(0)}{1 - V_0\tilde{G}(0,\ 0)}, \tag{2}$$

$$G(\mathbf{r},\ 0) = -\frac{1}{2\pi R^2 L_z}\sum_{n'k'_z}\frac{\exp\{-\varkappa/2 - ixy/(2R^2) + ik'_z z\}\,L_n(\varkappa)}{(n'-n)\,\hbar\omega_c + \hbar^2\left(k'^2_z - k_z^2\right)/(2m)},$$

$$\varkappa = \frac{x^2+y^2}{2R^2},\quad R^2 = \frac{c\hbar}{eH},\quad \omega_c = \frac{eH}{mc},\quad 1-\Delta_0 = \frac{2\varepsilon(\mathbf{H})}{\hbar\omega_c} \equiv 2\delta,$$

$$\tilde{A}(0) = \left[1 + \mathbf{r}\nabla_{\mathbf{r}}\right]\big|_{\mathbf{r}\to 0} A(\mathbf{r}),$$

k_z — квазиимпульс электрона в направлении магнитного поля, ε (**H**) — энергия связанного состояния, отсчитываемая от дна зоны проводимости, определяемая из уравнения [8]

$$\int_0^\infty e^{-\delta x^2}\left[\frac{1}{1-e^{-x^2}}-\frac{1}{x^2}\right]-\sqrt{\pi\delta}=-\sqrt{\frac{\pi}{2}}\,\frac{R}{a}, \tag{3}$$

$a=V_0 m/(2\pi\hbar^2)$, V_0 — мощность потенциальной ямы, которая определяетс феноменологическим параметром $\varepsilon(0)$ — глубиной залегания уровня при $\mathbf{H}=0$, $\xi(3/2;\ \delta)$ — ξ-функция Римана, $\Psi^{(0)}_{nk_z}(\mathbf{r})$ — волновая функция электрона в магнитном поле [9], $L_n(\varkappa)$ — полиномы Лагерра.

Рассмотрим процесс однофононного захвата электрона из состояния непрерывного спектра (2) в локализованное состояние (1) с излучением фонона с энергией $\hbar\omega_q=\hbar v q$. Вероятность исследуемого процесса имеет вид

$$W_{nk_z\to s}=\frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\mathbf{q}}|C_q|^2\,|M_{nk_z,\,s}|^2\,\delta\left[n\hbar\omega_c+\varepsilon(\mathbf{H})+\frac{\hbar^2k_z^2}{2m}-\hbar\omega_q\right], \tag{4}$$

$$|C_q|^2=\frac{qE_1^2\hbar}{2\rho v V},\qquad M_{nk_z,\,s}=\int d\mathbf{r}\,\Psi^*_{nk_z}(\mathbf{r})\,e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}\Psi_0(\mathbf{r}),$$

E_1 — константа деформационного потенциала, ρ — плотность кристалла, V — объем основной области кристалла, $\mathbf{q}$ — волновой вектор фонона.

Ограничимся случаем квантующего магнитного поля ($\hbar\omega_c>k_0T$) и вычислим вероятность перехода из нулевого уровня Ландау ($n=0$). При этом, естественно, рассматриваем такие магнитные поля, при которых радиус пер-

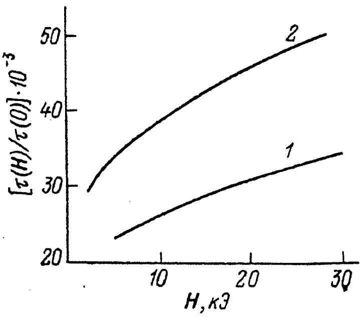

Рис. 1. Зависимость времени жизни (в отн. ед.) электрона, связанного с процессами захвата с изучением акустического фонона (*1*), от магнитного поля.

2 — случай, когда связанное состояние при $\mathbf{H}=0$ отсутствует.

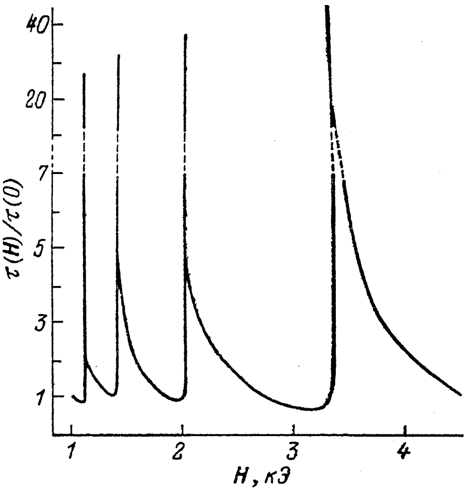

Рис. 2. Зависимость времени жизни (в отн. ед.) от напряженности магнитного поля при учете взаимодействия носителей с оптическими колебаниями кристаллической решетки.

вой ларморовской орбиты много больше размеров ямы ($\mathbf{H}\ll 10^2$ кЭ) [7]. Из закона сохранения энергии следует, что $R^2q^2\geqslant\varepsilon^2(\mathbf{H})/(\hbar\omega_c m v^2)$. Рассмотрим процесс захвата при таких значениях напряженности магнитного поля, когда

$$\frac{\varepsilon^2(\mathbf{H})}{\hbar\omega_c m v^2}\gg 1. \tag{5}$$

При выполнении неравенства (5) получаем следующее выражение для времени захвата:

$$\tau^{-1}(\mathbf{H})=\frac{2^4\sqrt{2}\,n_s E_1^2}{\xi(3/2;\ \delta)\,\rho v R\varepsilon(\mathbf{H})}, \tag{6}$$

n_s — концентрация локальных центров. Заметим, что в отсутствие магнитного поля время жизни электрона при процессах однофононной рекомбинации на короткодействующий центр [10], как показывают расчеты,

$$\tau^{-1}(0)=\frac{E_1^2\pi^2 a n_s}{2m\rho v^3}. \tag{7}$$

На рис. 1 (кривая *1*) приведена зависимость $\tau(\mathbf{H})/\tau(0)$ от напряженности магнитного поля в случае, когда при $\mathbf{H}=0$ в полупроводнике было связанное состояние $\varepsilon(0)$. Расчеты проводились при следующих параметрах: $\varepsilon(0)=0.02$ эВ, $m=0.08\,m_0$, $v=3\cdot10^5$ см/с, $\rho=5.4$ г/см^3, $n_s=10^{15}$ см$^{-3}$, $E_1=4$ эВ [$\tau(0)=9\cdot10^{-12}$ с]. Как следует из рисунка, в квантующем магнитном поле время жизни носителей тока заметно увеличивается с ростом $\mathbf{H}$, т. е. наблюдается эффект «затягивания» времени жизни, предсказанный в работе [1]. При этом увеличение $\tau(\mathbf{H})$ в рассматриваемой модели более сильное, чем в [1], в которой волновые функции и энергия связанного состояния находились вариационным методом. Если при $\mathbf{H}=0$ короткодействующий потенциал не имеет связанного состояния [в (3) $a<0$], то зависимость $\tau(\mathbf{H})/\tau(0)$ от $\mathbf{H}$ описывается кривой *2* (рис. 1) (при расчетах бралось $a^{-2}=0.25\cdot10^{12}$ см$^{-2}$).

Специфические особенности могут возникнуть в $\tau(\mathbf{H})$ при учете взаимодействия электрона с оптическими колебаниями решетки. Из закона сохранения энергии для исследуемого процесса следует, что

$$n\hbar\omega_c+\varepsilon(\mathrm{H})+\frac{\hbar^2k_z^2}{2m}=\hbar\omega, \tag{8}$$

$\hbar\omega$ — энергия предельного оптического фонона. Если использовать (8), то функцию Грина $G(\mathbf{r},\,0)$, входящую во второе слагаемое в волновой функции (2) для непрерывного спектра, можно представить в следующем виде:

$$G(\mathbf{r},\,0)=-\frac{1}{2\pi R^2L_z}\sum_{n'k'_z}\frac{\exp\{-\varkappa/2-ixy/(2R^2)+ik'_zz\}\,L_n(\varkappa)}{\hbar\omega_c(n'-\nu)+\hbar^2k_z'^2/(2m)-\xi},$$

$$\hbar\omega-\varepsilon(\mathrm{H})\equiv\nu\hbar\omega_c+\xi,$$

ν — целое число или нуль, $\xi<\hbar\omega_c$. После интегрирования по k'_z можно записать

$$G(\mathbf{r},\,0)=-\frac{m}{2\pi R^2\hbar^2}\exp\left\{-\frac{\varkappa}{2}-\frac{ixy}{2R^2}\right\}\times$$

$$\times\left\{i\sum_{n=0}^{\nu}L_{\nu-n}(\varkappa)\frac{e^{ik_n^+z}}{k_n^+}-\sum_{n=1}^{\infty}L_{n+\nu}\frac{e^{-k_n^-z}}{k_n^-}\right\}, \tag{9}$$

$$\frac{\hbar^2(k_n^\pm)^2}{2m}=n\hbar\omega_c\pm\xi.$$

Дальнейший расчет вероятности однофононного захвата с излучением оптического фонона проведен при выполнении неравенства $\delta=\varepsilon(\mathbf{H})/\hbar\omega_c\gg1$. В этом приближении искомое выражение для времени жизни принимает вид

$$\tau_{\text{оп}}^{-1}(\mathbf{H})=\tau_{\text{оп}}^{-1}(0)\left[\frac{2}{\Delta_1x}\right]^{1/2}\frac{\operatorname{Sh}x}{\xi(3/2;\;\delta)}\,e^{-x}e^{\beta[\varepsilon(\mathrm{H})-\varepsilon(0)]}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{J_n(\delta)}{(\Delta-n)^{1/2}}. \tag{10}$$

Здесь введены обозначения

$$x=\frac{\beta\hbar\omega_c}{2},\qquad \tau_{\text{оп}}^{-1}(0)=\frac{4\pi\sqrt{\pi}\,e^2c_0\beta\hbar}{m}\,n_s\sqrt{\Delta_1}\,e^{-\Delta_1},$$

$$c_0^{-1}=\varepsilon_0^{-1}+\varepsilon_\infty^{-1},\quad \beta=\frac{1}{k_0T},\quad \Delta_1=\beta\,[\hbar\omega-\varepsilon(0)],$$

$$\Delta=\frac{\hbar\omega-\varepsilon(\mathrm{H})}{\hbar\omega_c}\geqslant n,$$

$\tau_{\text{оп}}(0)$ — время жизни зонного носителя, связанное с излучением оптического фонона в отсутствие магнитного поля [$\varepsilon(0)\sim\hbar\omega$], ε_0, ε_∞ — соответственно низкочастотная и высокочастотная проницаемости среды. В области резонанса, когда n-й уровень Ландау «натыкается» на энергию предельного оптического фонона ($\Delta\sim n$), имеем

$$J_n(\delta) \approx [\delta + n]^{-1/2} + \left[\frac{\omega_c}{\omega}\right]^{1/2} - 2\left[\frac{\omega}{\omega_c} - \delta - n\right]^{-1/2} \arcsin\left[\frac{\frac{\omega}{\omega_c} - \delta - n}{\omega/\omega_c}\right]^{1/2} + \\ + \frac{(2n+1)}{12[\delta + n]^{3/2}}. \tag{11}$$

Вдали от резонанса с большой степенью точности $J_n(\delta)$ можно представить в виде

$$J_n(\delta) \approx \frac{4}{F^2 + D^2}\left[\frac{\varepsilon(0)}{\hbar\omega_c}\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^{1/2} + 2\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{1/2} - \frac{8}{\pi}\left(\frac{\varepsilon(0)}{\hbar\omega_c}\right)^{1/2}\right], \tag{12}$$

$$D = \sum_{m=0}^{\nu} [\nu + \xi/\hbar\omega_c - m]^{-1/2}, \quad F = 2\left[\frac{\varepsilon(0)}{\hbar\omega_c}\right]^{1/2} + \xi(1/2;\, \mu), \quad \mu = 1 - \frac{\xi}{\hbar\omega_c}.$$

Заметим, что в области резонанса $J_n(\delta)$ значительно меньше, чем вдали от резонанса. Это означает, что в квантующем магнитном поле матричный элемент электрон-фононного взаимодействия на ортонормированных волновых функциях (1), (2) является немонотонной функцией **H** и заметно уменьшается, когда уровень Ландау «натыкается» на энергию предельного оптического фонона. Особенности в (10) не возникают, если учесть нестационарность электронных состояний, как это делалось в [11]. В этом случае необходимо учесть взаимодействие электронов с акустическими колебаниями кристаллической решетки и в соотношении (8) провести замену

$$(\Delta - n)^{-1/2} \to \frac{\sqrt{2}}{\pi}\gamma^{-1/3}\int_0^\infty \frac{dy}{1 + y\left[y - 2\gamma^{-2/3}(\Delta - n)\right]^2}, \tag{13}$$

$$\gamma = \frac{E_1^2 k_0 T m}{\pi\rho v^2 \hbar^3 \omega_c R}.$$

При условии точного резонанса ($\Delta = n$) (13) равно $(2\sqrt{2}/3\sqrt{3})\,\gamma^{-1/3}$. На рис. 2 приведена зависимость $\tau_{оп}(\mathbf{H})/\tau_{оп}(0)$ от напряженности магнитного поля. Расчеты проводились при параметрах $T = 10$ K, $\hbar\omega = 25$ мэВ, $\varepsilon(0) = 20$ мэВ, γ вычислялась при параметрах, указанных выше [$\tau_{оп}(0) = 10^{-10}$, $m = 0.01\, m_0$]. С уменьшением температуры величина пиков заметно падает. Поведение $\tau_{оп}(\mathbf{H})$ от магнитного поля связано с последовательным учетом второго слагаемого в волновой функции непрерывного спектра (2), обусловленного рассеянием на короткодействующем потенциале. Пренебрежение этим слагаемым приводит к соотношению (10), в котором $J_n(\delta) = (\delta + n)^{-1/2}$, т. е. к отличной от приведенной на рис. 2 зависимости $\tau_{оп}(\mathbf{H})$ от величины напряженности магнитного поля. Уменьшение минимумов $\tau_{оп}(\mathbf{H})$, т. е. возгорание процессов однофононной рекомбинации с излучением оптического фонона, связано с ростом энергии локализованного состояния $\varepsilon(\mathbf{H})$ при увеличении **H**.

Список литературы

[1] Коварский В. А., Чайковский И. А. // ФТТ. 1965. Т. 7. В. 8. С. 2505—2512.
[2] Абакумов В. Н., Крещук Л. Н., Яссиевич И. Н. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 4 (10). С. 1342—1345.
[3] Богданов Е. В., Брандт Н. В., Манаков В. Н. и др. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 2. С. 373—376.
[4] Богданов Е. В., Брандт Н. Б., Манаков В. Н. и др. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 7. С. 1263—1268.
[5] Dornhaus R., Müller K. H., Nimit G. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 710—714.
[6] Masumi Takeshima // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 10. P. 4717—4723.
[7] Демков Ю. Н., Островский В. Н. // Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л., 1976. С. 240.
[8] Демков Ю. Н., Друкарев Г. Ф. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. В. 1. С. 257—264.
[9] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963. 702 с.
[10] Гольдгур Е. Б., Рабинович Р. И. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 3. С. 1109—1118.
[11] Синявский Э. П. // Кинетические эффекты в электрон-фононных системах в поле лазерного излучения. Кишинев, 1976. С. 170.

Институт прикладной физики АН МССР
Кишинев

Получена 5.12.1990
Принята к печати 22.03.1990