

УДК 621.315.592

©1994

РЕЛАКСАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ПАРАХ МАГНИТНЫХ ИОНОВ В ПОЛУМАГНИТНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

К.В.Кавокин, И.А.Меркулов

Для квантовых ям на основе полумагнитных полупроводников построено теоретическое описание обменного рассеяния носителей заряда на антиферромагнитно упорядоченных парах ионов магнитных примесей. Показано, что это рассеяние может носить как упругий, так и неупругий характер. Упругое рассеяние исчезает при низких температурах, когда полный момент пары обращается в нуль. Вероятность неупругого рассеяния на паре в этом состоянии остается конечной и быстро увеличивается по мере уменьшения ширины квантовой ямы. Для достаточно узких ям вероятность рассеяния на парах сравнивается с вероятностью испускания акустического фонона.

Релаксация носителей заряда играет важнейшую роль в большинстве явлений в полупроводниках. Релаксационные процессы обычно связаны с рассеянием носителей на колебаниях решетки или примесях. В полумагнитных полупроводниках (ПМП) они могут быть обусловлены также обменным взаимодействием носителей с магнитными ионами.

Теоретическое описание релаксации носителей в парамагнитной фазе ПМП развито в работах [1-3]. Парамагнитное приближение справедливо при низких концентрациях магнитных ионов или при высоких температурах, когда энергия взаимодействия между спинами магнитных ионов мала по сравнению с температурой, так что корреляции между спинами отсутствуют.

Для ионов, расположенных в соседних узлах кристаллической решетки, спин-спиновое взаимодействие носит в основном обменный характер. Знак этого взаимодействия соответствует антиферромагнитному упорядочению, т.е. при низких температурах спины соседних ионов оказываются антипараллельными друг другу и их суммарный спин обращается в нуль [4]. В приближении среднего обменного поля такие пары (а также кластеры, объединяющие большее число антиферромагнитно упорядоченных спинов) не вносят вклада в обменное взаимодействие системы магнитных ионов с носителями заряда. Такое приближение дает неплохие результаты для объемных полупроводников, для которых антиферромагнитное упорядочение спинов соседних магнитных ионов при низких температурах проявляется в эффективном понижении концентрации ($N_{\text{eff}} < N$) и увеличении температуры ($T_{\text{eff}} > T$) спиновой системы магнитных ионов [5].

Качественно отлична ситуация в полумагнитных квантоворазмерных структурах, где размерное квантование приводит к увеличению по крайней мере одной компоненты волнового вектора носителя до величин, сравнимых с постоянной обратной решетки кристалла. В таких условиях взаимодействие носителя с кластерами локальных спинов уже не усредняется по всем спином, входящим в кластер. В настоящей работе рассмотрена простейшая ситуация взаимодействия носителя с парой соседних магнитных ионов. Ниже будет показано, что рассеяние на антиферромагнитно упорядоченной паре может носить как упругий, так и неупругий характер. В первом случае оно обусловлено наличием у пары ненулевого квадрата суммарного спина и исчезает при низкой температуре, когда пара находится в основном немагнитном состоянии. Неупругое рассеяние происходит за счет взаимодействия спина носителя с вектором антиферромагнетизма пары $\mathbf{A} = \mathbf{J}_1 - \mathbf{J}_2$. Вероятность этого процесса остается конечной даже при $T = 0$. Численные оценки показывают, что для достаточно узких квантовых ям и типичных для ПМП концентраций магнитных ионов энергетическая релаксация носителей на парах может быть по крайней мере столь же эффективной, как на акустических фононах.

1. Гамильтониан обменного взаимодействия носителя с парой магнитных ионов

В случае простой зонной структуры (в полупроводниках со структурой цинковой обманки — двукратно вырожденная по спину зона проводимости) для нижнего уровня размерного квантования волновая функция носителя в яме имеет вид [6]

$$\Psi_{\mathbf{k}}^w(z, \rho) = C_1 \cos(kz) e^{i\mathbf{k}\rho}, \quad (1)$$

а в стенке ямы

$$\Psi_{\mathbf{k}}^b(z, \rho) = C_2 e^{-qz} e^{i\mathbf{k}\rho}, \quad (2)$$

где коэффициенты C_1 и C_2 задаются условиями сшивки на гетерогранице и нормировкой волновой функции.

Используя общий вид гамильтониана обменного взаимодействия носителя с системой магнитных ионов

$$H_{ex} = \alpha \sum_n \mathbf{I}_n \mathbf{S} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n), \quad (3)$$

где \mathbf{r} и \mathbf{R} — радиус-векторы носителя и иона, несложно найти следующее выражение для матричного элемента обменного взаимодействия с парой расположенных в соседних узлах ионов

$$\begin{aligned} & \left\langle f \left| \alpha (\mathbf{I}_1 \mathbf{S}) \delta\left(\mathbf{r} - \mathbf{R} - \frac{\delta \mathbf{R}}{2}\right) + \alpha (\mathbf{I}_2 \mathbf{S}) \delta\left(\mathbf{r} - \mathbf{R} + \frac{\delta \mathbf{R}}{2}\right) \right| i \right\rangle = \\ & = \alpha \left[(\mathbf{J} \mathbf{S}) \Psi_f^*(\mathbf{R}) \Psi_i(\mathbf{R}) + \frac{1}{2} (\mathbf{A} \mathbf{S}) \left\{ \nabla (\Psi_f^*(\mathbf{R}) \Psi_i(\mathbf{R})) \delta \mathbf{R} \right\} \right]. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь $J = I_1 + I_2$ — оператор суммарного спина пары, $A = I_1 - I_2$ — ее вектор антиферромагнетизма, $R = R_1 + R_2$ — вектор центра тяжести пары, а $\delta R = R_1 - R_2$ — ее плечо.

Если в качестве исходного и конечного состояний носителя рассматривать состояния с различными значениями волнового вектора в плоскости ямы (k и k'), то для пары внутри ямы этот матричный элемент имеет вид

$$\alpha C_1^2 e^{i(k-k')\rho_p} \left[(JS) \cos^2(kz_p) + \frac{1}{2}(AS) \times \right. \\ \left. \times \{i(k-k')\delta\rho_p \cos^2(kz_p) - \sin^2(2kz_p)k\delta z_p\} \right], \quad (5)$$

а для пары в стенке ямы

$$\alpha C_2^2 e^{i(k-k')\rho_p} \left[(JS)e^{-2qz_p} + \frac{1}{2}(AS) \{i(k-k')\delta\rho_p - q\delta z_p\} e^{-2qz_p} \right], \quad (6)$$

где z_p и ρ_p — составляющие радиус-вектора пары вдоль z и в плоскости ямы, а δz_p и $\delta\rho_p$ — соответствующие компоненты плеча пары δR .

В этих формулах для случая термализованных носителей k и $k' \ll 2/\delta R$ и, как и для трехмерного случая, обычно можно пренебречь членом, содержащим скалярное произведение $(k-k')\delta\rho_p$. Однако при достаточно сильном размерном квантовании произведение нормальной к плоскости ямы составляющей волнового вектора носителя на δz_p может быть достаточно велико, так что новый (по сравнению с одиночным магнитным ионом) член гамильтониана (AS) будет играть существенную роль. Например, в случае квантовой ямы из CdMnTe с бесконечно высокими стенками и шириной $L = 20 \text{ \AA}$ для пары с плечом вдоль нормали к плоскости ямы $(q\delta z_p) \approx 0.3$.

Рассмотрим действие возмущения, обусловленного симметричной (JS) и антисимметричной (AS) частями гамильтониана, по отдельности. При этом учтем, что гамильтониан ион-ионного обменного взаимодействия в паре $H_{II} = \Delta(I_1 I_2)$, $\Delta > 0$ коммутирует с полным моментом пары J , а собственные значения энергии равны

$$E_{II} = \frac{1}{2}\Delta [J(J+1) - 2I(I+1)].$$

Член (JS) ничем принципиально не отличается от оператора обменного взаимодействия носителей с одним магнитным ионом. В случае задачи рассеяния он описывает процесс с изменением волнового вектора частицы с k на k' , причем, поскольку полный момент пары J коммутирует с гамильтонианом пары, такое рассеяние как с сохранением, так и с переворотом спина в отсутствие внешнего магнитного поля является чисто упругим (кинетическая энергия носителя не изменяется). По мере понижения температуры, когда из-за антиферромагнитного обменного взаимодействия между ионами вероятность найти пару с отличным от нуля спином уменьшается, уменьшается и роль пар в рассеянии носителей. Происходит уменьшение эффективной концентрации рассеивающих магнитных ионов.

Существенно иное поведение имеют процессы, связанные с антисимметричной частью обменного взаимодействия носителя и пары (AS).

Как хорошо известно [7], вектор антиферромагнетизма A не коммутирует с гамильтонианом обмена между ионами. Благодаря этому рассеяние частицы на паре не исчезает даже при $J = 0$. Оно приводит к изменению величины J , т.е. сопровождается взаимным изменением кинетической энергии носителя тока и обменной энергии пары. Эта передача энергии может играть важную роль в процессах термализации носителей. Принимая во внимание достаточно необычный характер взаимодействия носителя с вектором антиферромагнетизма пары, в следующем разделе мы рассмотрим эти процессы более подробно. При этом с целью упрощения итоговых формул все расчеты будут приведены для квантовой ямы с бесконечно высокими стенками.

2. Рассеяние носителя на паре магнитных ионов

Вероятность рассеяния носителя на паре с переходом последней из некоторого начального в некоторое конечное состояние дается общей формулой теории возмущений

$$w(JMk, J'M'k') = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle JMk | H_2 | J'M'k' \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'} + E(J) - E(J')), \quad (7)$$

где $E(J)$, J , M и $E(J')$, J' , M' — значения энергии, полного момента и его проекции на ось Z в начальном и конечном состояниях, а $k, \varepsilon(k)$ и $k', \varepsilon(k')$ — волновой вектор и энергия носителя до и после соударения.

Полная вероятность рассеяния носителя из начального состояния с определенным значением волнового вектора и спина в некоторое конечное состояние дается суммированием (7) по всем состояниям пары

$$W(k, k') = \sum_{J, M, J', M'} \rho_{JM}(T) w(JMk, J', M'k'). \quad (8)$$

Здесь

$$\rho_{JM}(T) = \frac{e^{-\Delta J(J+1)/2kT}}{\sum_{J=0}^{2I} (2J+1) e^{-\Delta J(J+1)/2kT}}$$

— вероятность заполнения состояний J, M при заданной температуре.

Как уже отмечалось выше, в отсутствие внешнего и локального магнитных полей симметричная по спинам пары часть гамильтониана отвечает за процессы упругого рассеяния, а асимметричная — неупругого рассеяния. Поэтому их действие может быть рассмотрено независимо. Поскольку энергии состояний с различными значениями проекции J на ось z одинаковы, одинаковы и вероятности их заселения. Тогда усредненный по проекции момента квадрат модуля матричного элемента оператора JS между состояниями пары с данным J равен

$$\sum_{M, M'} \left| \langle JM | JS | JM' \rangle \right|^2 = \frac{1}{3} J(J+1) \frac{1}{3} S(S+1) = \frac{1}{12} J(J+1). \quad (9)$$

(Здесь и далее мы считаем $S = 1/2$).

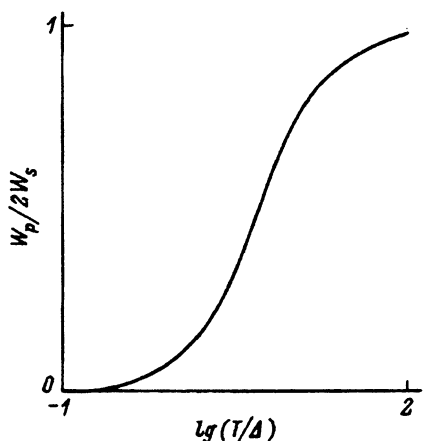


Рис. 1. Отношение вероятностей упругого рассеяния электрона на паре W_p и на двух одиночных ионах $2W_s$ как функция температуры.

Подставляя (9) в (5) и (8), усредняя по пространственному распределению пар внутри ямы и суммируя по конечным состояниям электрона, получаем выражение для времен релаксации электрона по импульсу и спину за счет упругого рассеяния на парах

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{8} \frac{\alpha^2 n_p m^*}{L_z \hbar^3} \sum_J \frac{J(J+1)(2J+1)e^{-\Delta(J+1)/2kT}}{\sum_J (2J+1)e^{-\Delta J(J+1)/2kT}}, \quad (10)$$

где n — объемная концентрация пар, m^* — эффективная масса электрона в плоскости ямы. Формула (10) справедлива для невырожденных носителей.

По мере понижения температуры канал упругого рассеяния монотонно выключается. На рис. 1 сопоставляются результаты расчета упругой релаксации носителей на одиночных магнитных ионах и парах. Как видно из этого рисунка, вклад пар в рассеяние практически полностью выморожен при $kT < \Delta$. При высоких температурах, определяемых условием $kT > I^2 \cdot \Delta$, корреляция между спинами пары исчезает и вероятности рассеяния на спаренных и неспаренных ионах сравниваются.

Обратимся теперь к неупругому рассеянию, обусловленному взаимодействием носителей с вектором антиферромагнетизма пары. Матричный элемент оператора AS легко найти, воспользовавшись теоремой Вигнера-Экарта

$$\begin{aligned} \langle J-1, M | A_\alpha S_\alpha | J, M' \rangle &= (-1)^{J-M+1} \langle J-1 | A | J \rangle \times \\ &\times \begin{pmatrix} J-1 & 1 & J \\ -M & \alpha & M' \end{pmatrix} \frac{1}{3} S(S+1)(2S+1), \end{aligned} \quad (11)$$

где $\langle J-1 | A | J \rangle = -\sqrt{[(2I+1)^2 - J^2]} J$ — редуцированный матричный элемент векторного оператора A , круглыми скобками обозначен $3j$ -символ. Возведя (11) в квадрат и просуммировав по всем M и M' ,

получим

$$\begin{aligned} \sum_{M, M'} \left| \langle J-1, M | A_\alpha S_\alpha | J, M' \rangle \right|^2 &= \frac{1}{3} J \left[(2I+1)^2 - J^2 \right] \frac{1}{3} S(S+1) = \\ &= \frac{1}{12} J \left[(2I+1)^2 - J^2 \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Аналогично

$$\sum_{M, M'} \left| \langle J+1, M | A_\alpha S_\alpha | J, M' \rangle \right|^2 = \frac{1}{12} (J+1) \left[(2I+1)^2 - (J+1)^2 \right]. \quad (13)$$

Повторяя вывод формулы (11), получаем следующее выражение для релаксационных времен при неупругом рассеянии:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_+} + \frac{1}{\tau_-}, \quad (14)$$

где

$$\frac{1}{\tau_+} = \frac{1}{\tau_0} \sum_J W_+^J(T)$$

— обратное время для рассеяния с приобретением энергии,

$$\frac{1}{\tau_-} = \frac{1}{\tau_0} \sum_J W_-^J(T) \Theta(\varepsilon - (J+1)\Delta)$$

— то же для процессов с потерей энергии электроном. Здесь Θ — функция Хевисайда,

$$W_+^J = \frac{1}{12} \frac{J \left[(2I+1)^2 - J^2 \right] (2J+1) e^{-\frac{\Delta J(J+1)}{2kT}}}{\sum_J (2J+1) e^{-\frac{\Delta J(J+1)}{2kT}}},$$

$$W_-^J = \frac{1}{12} \frac{(J+1) \left[(2I+1)^2 - (J+1)^2 \right] (2J+1) e^{-\frac{\Delta J(J+1)}{2kT}}}{\sum_J (2J+1) e^{-\frac{\Delta J(J+1)}{2kT}}},$$

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{\alpha^2 n_p m^*}{L_z \hbar^3} \left(\frac{\pi \delta z_p}{L_z} \right)^2$$

(угловыми скобками обозначено усреднение по ориентациям пар).

При стремлении T к нулю для термализованных носителей релаксационные времена, как и для упругого рассеяния, обращаются в бесконечность. Однако для горячих частиц с энергией, превосходящей Δ , и при низких температурах возможен процесс рассеяния с возбуждением пары с нулевого на первый уровень, который характеризуется вероятностью

$$W_0 = \frac{(2I+1)^2 - 1}{12\tau_0}. \quad (15)$$

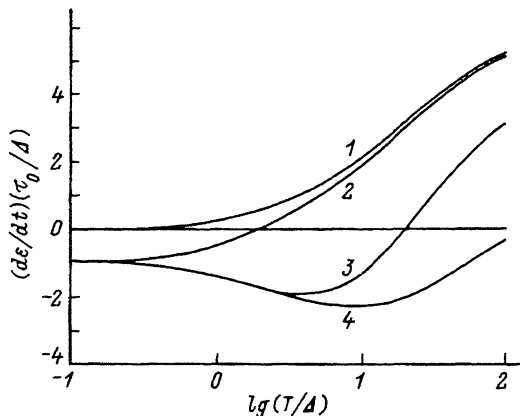


Рис. 2. Температурная зависимость $d\varepsilon/dt$ скорости изменения энергии электрона, имеющего начальную энергию ε , равную: 1) 0, 2) Δ , 3) 3Δ , 4) 5Δ .

$d\varepsilon/dt$ дано в единицах Δ/τ_0 .

Для примера приведем значение этой величины при нулевой температуре для квантовой ямы $\text{Cd}_{0.9}\text{Mn}_{0.1}\text{Te}$ шириной 20 \AA . Считая, что пары образуют 20% ионов [4], и взяв значение обменной константы для электрона $\alpha = 220 \text{ meV}$, получим для первой зоны размерного квантования $W_0 \approx 10^{-11} \text{ s}$.

Процесс энергетической релаксации удобно характеризовать величиной $d\varepsilon/dt$, т.е. скоростью потерь энергии электроном, имеющим энергию ε , при температуре T . Для $d\varepsilon/dt$ легко получить следующее выражение:

$$d\varepsilon/dt(\varepsilon, T) = \frac{\Delta}{\tau_0} \sum_J \left[JW_+^J(T) + (J+1)W_-^J(T)\Theta(\varepsilon - (J+1)\Delta) \right]. \quad (16)$$

Температурная зависимость $d\varepsilon/dt$ при различных ε приведена на рис. 2. Как видно из этого рисунка, при $T = 0$ частица с $\varepsilon < \Delta$ не обменивается энергией с парами, а частица с $\varepsilon > \Delta$ теряет энергию со скоростью ΔW_0 . При ненулевых температурах передача энергии может идти в ту или другую сторону в зависимости от соотношения T и ε , приводя в конечном итоге к выравниванию кинетической температуры носителей и спиновой температуры пар. Нетрудно показать, что при концентрациях неравновесных носителей, достижимых при их возбуждении светом, спин-решеточная релаксация пар обеспечивает эффективный отток тепла в решетку и спиновая система не перегревается. Поскольку вероятность рассеяния горячих носителей на парах даже при низких температурах $T \ll \Delta$ оказывается одного порядка с вероятностью испускания акустического фона, рассмотренный механизм может быть одним из основных каналов энергетической релаксации носителей с энергией, меньшей энергии оптического фона, в полумагнитных квантовых ямах.

В заключение авторы выражают благодарность Б.П.Захарчене за интерес к работе, Д.Р.Яковлеву и А.В.Кавокину за плодотворные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-2603) и Фольксваген-фонда.

Список литературы

- [1] Вихнин В.С., Лейген М.Ф., Семенов Ю.Г., Шанина В.Д. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 8. С. 2222.
- [2] Семенов Ю.Г. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 10. С. 3390.
- [3] Семенов Ю.Г., Халфин И.Б. // ФТП. 1987. Т. 21. № 11. С. 2056.
- [4] Shapira Y., Forner S., Ridley D.H., Dwight K., Wold A. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 7. P. 4021.
- [5] GaJ J.A., Planel R., Fishman G. // Solid State Commun. 1974. V. 29. P. 435.
- [6] Bastard G. Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures (Les Editions de Physique, Les Ulis), 1988.
- [7] Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971.

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию 31 марта 1994 г.