

ОБМЕННЫЙ МЕХАНИЗМ ЭЛЕКТРОДИПОЛЬНОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ю.Г.Рубо, Л.С.Хазан, В.И.Шека,
А.С.Иоселевич

Предложен механизм электродипольных переходов с переворотом спина в полумагнитном полупроводнике, обусловленный обменным взаимодействием носителя с магнитной примесью. Его вклад в поглощение сравним с вкладом за счет спин-орбитального взаимодействия, но обладает рядом особенностей.

Электродипольный спиновый (комбинированный) резонанс (ЭДСР) был теоретически предсказан в работах ^{1, 2}. Ответственным за него являются неоднородности, понижающие симметрию кристалла ^{3, 4}, непараболичность зонной энергии ⁵ или спин-орбитальное слагаемое в гамильтониане ², имеющее наиболее простой вид $H_{so} = \alpha (\vec{\sigma} \times \mathbf{k})$ с в гексагональных полупроводниках ⁶. Здесь α – константа спин-орбитальной связи, $\vec{\sigma}$ и \mathbf{k} – операторы спина (матрицы Паули) и импульса электрона, \mathbf{c} – орт гексагональной оси. В последние годы в кристалле такой структуры ЭДСР был обнаружен экспериментально ⁷ для электрона, связанного на мелком доноре в $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$, $x \sim 0,1$, – полумагнитном полупроводнике, содержащем парамагнитные ионы Mn^{2+} ^{8, 9}, который интерпретировался на основании приведенного выше H_{so} . Мы обращаем внимание, однако, на то, что в полумагнитных полупроводниках возможен и иной механизм электродипольных переходов с переворотом спина, обусловленный обменным взаимодействием спина носителя со спинами парамагнитной примеси. Гамильтониан такого взаимодействия равен ^{8, 10}

$$H_{ex} = -J \sum_j \left(\frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \mathbf{S}_j \right) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j) = H_d + H_{nd}, \quad (1)$$

$$H_{nd} = -\frac{1}{2} J \sum_j (\sigma_+ S_{j-} + \sigma_- S_{j+}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j),$$

где J – обменная константа, \mathbf{S}_j – оператор спина примеси, расположенной в точке \mathbf{R}_j , $\sigma_{\pm} = (\sigma_x \pm i\sigma_y) / \sqrt{2}$ и аналогично $S_{j\pm}$. Как известно (см., например, ¹⁰), обычно учитываемая на функциях нулевого гамильтониана диагональная часть H_d ответственна за "гигантское" спиновое расщепление $\hbar\omega_s$ (большой g -фактор $\sim 10^2$ в области линейной намагниченности) уровней носителя в магнитном поле $\vec{H} \parallel z$. Недиagonalная часть H_{nd} , как и H_{so} , перемешивает волновые функции с разными направлениями спина и может быть причиной ЭДСР. При выполнении неравенства $na^3 \gg 1$, где $n = x/\Omega$ – концентрация парамагнитных примесей (Ω – объем элементарной ячейки), a – характерный радиус (боровский для кулоновского центра) волновой функции носителя, H_{nd} мало и может быть учтено по теории возмущений.

Для носителя, локализованного на мелком водородоподобном центре, в пренебрежении его влиянием на состояние магнитной примеси, т. е. магнитополяронными эффектами ($|J|a^{-3} \ll \hbar\omega_m$), матричный элемент электродипольного перехода имеет вид:

$$M_{ex} = \sum_{\nu} \left[\frac{\langle f | \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} | \nu \rangle \langle \nu | H_{nd} | i \rangle}{E_i - E_{\nu} - \hbar\omega'_s} + \frac{\langle f | H_{nd} | \nu \rangle \langle \nu | \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} | i \rangle}{E_f - E_{\nu} + \hbar\omega'_s} \right], \quad (2)$$

где собственные функции отвечают оператору $H_0 = H_e + H_d + H_m$, H_e и $H_m = \hbar\omega_m \sum_j j_z$ – гамильтонианы носителя со спином и невзаимодействующих парамагнитных примесей в маг-

нитном поле, E_v – водородные уровни энергии, $\hbar \omega'_s = \hbar \omega_s \mp \hbar \omega_m$ (здесь и в формуле (3) верхний знак при положительном g -факторе носителя, нижний при отрицательном). Пренебрежение межпримесным взаимодействием оправдано при невысоких концентрациях n или не слишком низких температурах. В полумагнитном полупроводнике из-за большого g -фактора при переходах между состояниями дискретного спектра $R^* > \hbar \omega'_s \gg \hbar \omega_c$ (R^* – эффективный Ридберг, ω_c – циклотронная частота) и можно упростить расчеты, опустив квадратичное по \vec{H} слагаемое в H_e ¹¹. Тогда M_{ex} представляет собой интеграл с кулоновской функцией Грина и вычисляется.

Интенсивность поглощения I_{ex} определяется $\langle |M_{ex}|^2 \rangle$, где имеется в виду статистическое усреднение как по состояниям магнитной примеси (температура $T \gg \hbar \omega_m$), так и по R_j . I_{ex} резонансно возрастает по тому же закону, что и интенсивность I_{so} спин-орбитального ЭДСР^{6, 11}. При подходе к области резонанса (например, для переходов между нижайшими спиновыми подуровнями носителя при $\hbar \omega'_s \rightarrow E_{2p} - E_{1s}$) отношение интенсивностей может быть оценено, как отношение наибольших слагаемых в (2) и в соответствующем выражении для I_{so} . При максимальном значении анизотропной I_{so} это дает

$$\frac{I_{ex}}{I_{so}} = \frac{\langle |M_{ex}|^2 \rangle}{\langle |M_{so}|^2 \rangle} = \frac{27}{2^{10} \pi} \frac{\langle S_+ S_+ \rangle}{na^3} \left(\frac{Jn}{\alpha a^{-1}} \right)^2. \quad (3)$$

Здесь

$$\langle S_+ S_+ \rangle = \frac{\text{Sp} \{ S_{j+} S_{j+} \exp(-H_m/T) \}}{\text{Sp} \{ \exp(-H_m/T) \}} \quad (4)$$

одинаково для всех примесей. В случае ЭДСР на доноре в $\text{Cd}_{0,9}\text{Mn}_{0,1}\text{Se}$ при параметрах из работ^{10, 11} отношение (3) порядка единицы.

Отличиям предложенного механизма ЭДСР от спин-орбитального являются:

1. Независимость интенсивности от ориентации \vec{H} относительно осей кристалла (изотропия).
2. Энергия перехода для обменного механизма с точностью до величины $\sim J/a^3$ равна $\hbar \omega'_s$, несколько отличаясь от энергии $\hbar \omega_s$ спин-орбитального ЭДСР. Возможно этим объясняется наблюдение двух близких пиков в эксперименте работы⁷.
3. При $\hbar \omega_s, \hbar \omega'_s \ll E_{2p} - E_{1s}$ $I_{so} \sim \omega_s^3$, а $I_{ex} \sim \omega'_s$. Отступление от следствия теоремы Крамерса⁶ в последнем соотношении ($M_{ex} \neq 0$ при $\hbar \omega_s \rightarrow 0$) обусловлено тем, что переход в системе электрон плюс парамагнитная примесь происходит не между крамеровскими уровнями.

4. Как видно из вида H_{so} , спин-орбитальный механизм разрешает переходы между уровнями донора одинаковой четности (например, $s \rightarrow s, s \rightarrow d$). Предложенный механизм свободен от этого ограничения и допускает и другие переходы (например, $s \rightarrow p$ и др.). Кроме того, он разрешает переходы при любой поляризации света.

Отметим, что поскольку из-за малой величины $\hbar \omega_m$ идентифицировать каждый механизм по энергии перехода экспериментально затруднительно, их разделение могло бы быть проведено на основании исследования поляризационных, частотных или угловых зависимостей интенсивности ЭДСР при изменении угла между \vec{H} и s .

Следует также отметить, что предложенный обменный механизм должен приводить к электродипольным переходам с переворотом спина и для свободных носителей, не связанных с примесными центрами. Однако в этом случае (в отличие от спин-орбитального механизма) переходы имеют нерезонансный характер, т. к. при взаимодействии с магнитной примесью носитель не только переворачивает спин, но и, рассеиваясь, изменяет импульс, так что резонансный пик размывается и превращается в широкую полосу.

Авторы глубоко благодарны Э.И.Рашба за интерес к работе и ее обсуждение.

Литература

1. Рашба Э.И. ФТТ, 1960, 2, 12.
2. Рашба Э.И. УФН, 1964, 84, 557.
3. Пекар С.И., Рашба Э.И. ЖЭТФ, 1964, 47, 1927.
4. Мельников В.И., Рашба Э.И. ЖЭТФ, 1971, 61, 2530.
5. Шека В.И. ФТТ, 1964, 6, 3099.
6. Рашба Э.И., Шека В.И. ФТТ, 1964, 6, 141.
7. Dobrowolska M., Witowski A., Furdyna J.K. et al. Phys. Rev. B, 1984, 29, 6652.
8. Рябченко С.М., Семенов Ю.Г. В сб.: Спектроскопия кристаллов. Л.: Наука: 1984, с. 206.
9. Brandt N.B., Moshchalkov V.V. Adv. Phys., 1984, 33, 193.
10. Heiman D., Wolff P.A., Warnok J. Phys. Rev. B, 1983, 27, 4848.
11. Gopalan S., Rodriguez S., Mycielski J. et al. Phys. Rev. B, 1986, 34, 46.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
17 мая 1988 г.