

ГИГАНТСКАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ МАГНИТОДИПОЛЬНЫХ СПИНОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ВАНФЛЕКОВСКИХ ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ю. Г. Рубо, Ю. Г. Семенов

В ванфлековском полумагнитном полупроводнике $A_{1-x}Fe_xB^6$ на частотах близких к собственным спин-орбитального мультиплета ионов Fe^{2+} происходит резонансное усиление эффективного динамического g -фактора, определяющего интенсивность магнитодипольных спиновых переходов зонных электронов.

Проведенные в последнее время экспериментальные и теоретические исследования ¹⁻³ спинового резонанса свободных и связанных на мелких донорах электронов в полумагнитных полупроводниках (ПМП) $A_{1-x}Mn_xB^6$, характеризующихся ориентационным парамагнетизмом ионов Mn^{2+} ($3d^5$ -оболочка), позволили установить, что основным механизмом таких переходов является электродипольный спиновый (комбинированный) резонанс (ЭДСР) ⁴. Данный вывод следует из расчетов ^{5,3}, в которых различными способами показано, что обменное взаимодействие электрона с ионами Mn^{2+} , ответственное за гигантское спиновое расщепление (ГСР) ⁶, лишь незначительно меняет динамический \tilde{g} -фактор электрона. Он оказывается того же порядка, что и в обычном полупроводнике $\tilde{g} = g_c - g_i$ (g_c – зонный g -фактор электрона проводимости, а $g_i \approx 2$ – иона Mn^{2+}) и определяет малую (рядом с ЭДСР) интенсивность магнитодипольных переходов (ЭПР).

В этом сообщении мы показываем, что в новом классе ПМП – $A_{1-x}Fe_xB^6$, где ионы Fe^{2+} ($3d^6$ -оболочка) проявляют поляризационный (ванфлековский) парамагнетизм ⁷⁻¹⁰, должно иметь место существенное увеличение интенсивности ЭПР. Этот результат удобно продемонстрировать исходя из представления об эффективном поле G_{eff} ⁶, действующем на спин электрона в ПМП:

$$G_{eff} = g_c \mu H + G = g_c \mu H - Jx \langle S \rangle. \quad (1)$$

Здесь H – внешнее магнитное поле, J – величина обменного взаимодействия электрона с примесями ($\approx 0,2 \div 0,4$ эВ), а $\langle S \rangle$ – среднее значение спина магнитной примеси. Ионы железа находятся в нижайшем синглетном, т.е. немагнитном при $H = 0$ состоянии A_1 , а средний спиновый момент наводится полем H благодаря смешиванию оператором зеемановской энергии этого синглета и возбужденных на величину спин-орбитального расщепления $\Delta\epsilon \approx 1 \div 2$ мэВ магнитных состояний. Для ПМП с кубической решеткой в статическом поле $H_0 \parallel [001]z$ выражения для средних значений компонент оператора спина ($S = 2$) имеют вид ⁹ ($\hbar = 1$):

$$\langle S_z \rangle = - \frac{4\omega_0}{\sqrt{\Delta\epsilon^2 + 4\omega_0^2}}, \quad \langle S_y \rangle = \langle S_x \rangle = 0, \quad (2)$$

где $\omega_0 = g_0 \mu H_0$, $g_0 \approx 2$.

Рассмотрим возмущение ПМП циркулярно поляризованной (σ^+ или σ^-) электромагнитной волной, такой, что ее магнитная компонента $H_1(t) \perp H_0$. Если при этом ограничиться случаем не очень сильных полей H_0 , $H_1 \ll \Delta\epsilon/g_0\mu$, то $\langle S_z \rangle = -4\omega_0/\Delta\epsilon$ при произвольной по отношению к кристаллическим осям ориентации H_0 , что согласуется с (2) и позволяет ввести при помощи (1) статический изотропный g -фактор, определяющий ГСР ω_g уровней электрона:

$$\tilde{g} = g_c + \frac{4Jx}{\Delta\epsilon} g_0, \quad \omega_g = |\tilde{g}| \mu H_0. \quad (3)$$

При расчете поперечных компонент $\langle S_{\pm} \rangle$, $S_{\pm} = S_x \pm iS_y$, достаточно учесть связывание синглета A_1 за счет оператора возмущения

$$V^{\pm} = \frac{1}{2} g_0 \mu H_1 (S_- e^{\pm i\omega t} + S_+ e^{\mp i\omega t}) \quad (4)$$

лишь с первым возбужденным триплетом T_1 , которому отвечают энергии $\Delta\epsilon + (1/2)M\omega_0$, ($M = 0, \pm 1$). В результате

$$\langle S_+ \rangle = -4g_0 \mu H_1 \frac{\Delta\epsilon}{\Delta\epsilon^2 - (\omega \mp \frac{1}{2}\omega_0)^2} e^{\pm i\omega t}; \quad \langle S_- \rangle = \langle S_+ \rangle^* \quad (5)$$

Подстановка (5) в (1) приводит к следующему выражению для динамического g -фактора зонного электрона в ванфлековском ПМП

$$\tilde{g}_{\perp}^I = g_c + \frac{4Jx\Delta\epsilon}{\Delta\epsilon^2 - (\omega \mp \frac{1}{2}\omega_0)^2} g_0, \quad (6)$$

где верхний индекс при \tilde{g}_{\perp} указывает знак циркулярной поляризации поля $H_1(t)$. Для гексагонального материала \tilde{g}_{\perp} имеет аналогичный вид. Данный результат позволяет, например, определить интенсивность спинового магнитного резонанса зонных электронов в ванфлековском ПМП, которая пропорциональна квадрату \tilde{g}_{\perp} . Знак циркулярной поляризации в (6) при этом совпадает со знаком \bar{g} (3), а ω — с ГСР ω_c зоны проводимости в поле H_0 .

Основное приближение, использованное при получении (6), заключается в пренебрежении магнитополяронными эффектами, что позволило ввести эффективное поле (1). Магнитополяронная поправка к энергиям имеет величину порядка $E_{\text{мп}} = (Jx)^2 / (\bar{N} |\omega_s - \Delta\epsilon|)^{10}$, где $\bar{N} \gg 1$ — характерное число магнитных примесей с которыми взаимодействует электрон. Вообще говоря, требуется выполнение неравенств

$$\omega_s, |\omega_s - \Delta\epsilon| \gg \max \{ E_{\text{мп}}, \tau^{-1} \}, \quad (7)$$

где τ — время релаксации спина электрона.

До сих пор речь шла о спиновом резонансе электрона, при котором не менялось состояние подсистемы магнитных примесей. Следует указать, что при анализе магнитодипольных переходов в случае, когда энергия накачки $\omega > \Delta\epsilon$, метод эффективного поля становится недостаточным даже при выполнении (7). При этом возможны переходы на комбинационных частотах, т.е. переходы при которых спиновый резонанс электрона сопровождается возбуждением одной из магнитных примесей. В рассматриваемом случае $\omega_0 \ll \Delta\epsilon$ среди такого класса переходов наиболее интенсивным оказывается переход с энергией $\omega = \omega_s + \Delta\epsilon$ (одна из примесей возбуждается в состояние с энергией $\Delta\epsilon$ из триплета T_1). При выполнении (7) волновые функции системы могут быть представлены в мультипликативном виде и как показывает простой расчет интенсивность этого резонанса определяется матричным элементом

$$M_{\text{кр}}^{\pm} = -\frac{Jx}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{(\omega \mp \frac{1}{2}\omega_0) - \Delta\epsilon} - \frac{1}{(\omega \mp \frac{1}{2}\omega_0)} \right) g_0 \mu H_1. \quad (8)$$

Возвращаясь к случаю чистого спинового резонанса отметим, что большая величина динамического g -фактора $\tilde{g} \sim 100$ приводит к тому, что интенсивность парамагнитного резонанса электрона становится сравнимой с интенсивностью ЭДСР даже в гексагональных материалах,

где последний наиболее сильно выражен. Отметим, что наблюдению ЭПР на донорных электронах будет способствовать не только большая величина \tilde{g} , но и отсутствие спиновых флуктуаций⁸. В случае ориентационных ПМП последние приводят к уширению спинового расщепления электрона $\Delta\omega_s \approx JxS/\tilde{N}^{1/2}$, превосходящему обычные для ЭПР частоты $\sim 10^{10}$ Гц, что не позволяет реализовать ЭПР в этих системах. В случае ванфлекковских ПМП ширина линии обусловлена гауссовскими флуктуациями локальной концентрации примеси, приводящими к флуктуациям эффективного g -фактора (3). В результате с уменьшением частоты наблюдения $\omega = \omega_s$ пропорционально сужается ширина (на половине интенсивности) спинового резонанса: $\Delta\omega_s/\omega_s = 2,35/\tilde{N}^{1/2}$, где для кулоновского центра (с радиусом орбиты электрона a) $\tilde{N} = 8\pi na^3$ (n — объемная концентрация ионов Fe^{2+}).

Рассмотрим в качестве примера ЭПР мелких доноров в $Zn_{0,98}Fe_{0,02}Se$ ($\Delta\epsilon = 1,8$ мэВ, $J = 220$ мэВ). Тогда $\tilde{g} \approx 20$, т.е. при частоте наблюдения 10^{10} Гц положение линии ЭПР ожидается в поле $H_0 = 360$ Гс с шириной $\Delta H_0 = \Delta\omega_s/\tilde{g}\mu = 57$ Гс, а ее интегральная интенсивность по сравнению с ЭПР такого же числа мелких доноров в немагнитном полупроводнике возрастет более чем на 2 порядка.

Литература

1. Stepniewski R. Solid. St. Comm., 1986, 58, 19.
2. Dobrowolska M. et al. Phys. Rev. B, 1984, 29, 6652.
3. Рубо Ю.Г. и др. ЖЭТФ, 1989, 95, 1880.
4. Рашба Э.И. УФН, 1964, 84, 557.
5. Ryabchenko S.M., Semenov Yu.G. Phys. St. Sol. (b), 1986, 134, 281.
6. Рябченко С.М. Изв. АН СССР (сер. физ.), 1982, 46, 440.
7. Twardowski A. et al. J. Crystal Growth, 1985, 72, 401.
8. Семенов Ю.Г. Изв. АН СССР (сер. физ.), 1988, 52, 507.
9. Ступид Н.Д.
9. Семенов Ю.Г. ФТП, 1987, 21, 1802.
10. Scalbert D. et al. Phys. Rev. Lett., 1989, 62, 2865.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
21 июня 1990 г.