Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 3, стр. 87 – 89 *10 августа 1984 г.*

ОБМЕННЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В СИСТЕМЕ НЕРАВНОВЕСНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ СПИНОВ

А.Д.Маргулис, Вл.А.Маргулис

Показано, что в системе неравновесно ориентированных спинов свободных электронов имеются незатухающие при $T = 0$ коллективные спиновые возбуждения с частотой, близкой к обменной.

Открытие оптической ориентации спинов в полупроводниках и спиновой инжекции при туннелировании из ферромагнетика в нормальный металл (см. [1 – 4] и цитируемую там литературу) стимулировало рост интереса к изучению различных эффектов в системах с неравновесно поляризованными спинами. Ароновым [5] было предсказано существование в таких системах долгоживущих спиновых возбуждений с квадратичным законом дисперсии Bq^2 при малых q. В настоящей работе показано, что спектр спиновых возбуждений, наряду с этой безактивационной ветвью, содержит также высокочастотные обменные ветви, отделенные от первой щелью, величина которой при $q = 0$ порядка $\Omega_{ex} = JR/\hbar$, где J – параметр обменного взаимодействия, $R = (N_\uparrow - N_\downarrow)/N$ – степень поляризации электронов, определяемая внешним воздействием (оптической накачкой, инжекцией поляризованных частиц). Эти ветви возникают вследствие зависимости обменного взаимодействия от импульсов частиц.

Спектр возбуждений, связанных с флуктуациями спиновой плотности, определяется полюсами динамической магнитной восприимчивости $\chi(\omega, \mathbf{q})$. Для нахождения $\chi(\omega, \mathbf{q})$ воспользуемся приближением Хартри – Фока, в котором учет обменного взаимодействия приводит к зависимости энергии электронов с определенной проекцией спина α на ось квантования от их функции распределения $n_{\mathbf{k}\alpha}$:

$$E_{\mathbf{k}\alpha} = \epsilon_{\mathbf{k}} - \sum_{\mathbf{k}'} V_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'} n_{\mathbf{k}'\alpha}, \quad (1)$$

где $V_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}$ – фурье-компоненты экранированного кулоновского потенциала, $\epsilon_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2/2m$ – невозмущенная энергия в модели параболической зоны проводимости.

В простейшем случае нулевой температуры $V_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}$ можно заменить его значением на ферми-поверхности, т. е. положить $|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}'| = k_F$. Тогда $V_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}$ будет зависеть только от угла θ между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$, и его можно разложить по полиномам Лежандра

$$V_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'} = D^{-1}(\epsilon_F) \sum_l (2l+1) V_l P_l(\cos\theta), \tag{2}$$

где

$$V_l = \frac{2\pi e^2}{k_F^2} D(\epsilon_F) Q_l\left(1 + \frac{\kappa^2}{2k_F^2}\right), \tag{3}$$

$D(\epsilon_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми, $Q_l(x)$ – функция Лежандра второго рода, e – заряд электрона, κ – обратный радиус экранирования. Отметим, что в работе [5] учитывался только первый член в разложении (2). В этом приближении обменные спиновые волны отсутствуют.

Согласно (1), (2) "обменная" щель в спектре частиц равна

$$E_{\mathbf{k}\downarrow} - E_{\mathbf{k}\uparrow} = JR = R\frac{e^2 k_F}{3\pi} \ln\left(1 + \frac{4k_F^2}{\kappa^2}\right). \tag{4}$$

Она связана с разностью квазиуровней Ферми электронов с противоположными спинами $\delta\epsilon_F = \epsilon_{F\uparrow} - \epsilon_{F\downarrow}$ соотношением

$$\delta\epsilon_F = \frac{2}{3}R\,\epsilon_F - \hbar\Omega_{ex}, \tag{5}$$

которое справедливо, если энергетическая релаксация электронов происходит быстрее спиновой, так как только в этом случае квазиуровни Ферми вообще имеют смысл. Ввиду отсутствия в системе спонтанного упорядочения спинов, будем в дальнейшем предполагать выполненным условие $JD(\epsilon_F)/N < 1$, обратное известному условию возникновения зонного ферромагнетизма Стонера; при этом из (5) следует, что $\operatorname{sign}\delta\epsilon_F = \operatorname{sign}R$.

Циркулярные фурье-компоненты поперечной восприимчивости $\chi^\pm$ выражаются через электронные корреляторы $\delta\nu^\pm_{\mathbf{k}}(\omega, \mathbf{q}) = \langle a^+_{\mathbf{k}-\mathbf{q}\alpha} a_{\mathbf{k}-\alpha} \rangle$ (верхнему знаку отвечает $\alpha = \uparrow$, нижнему – $\alpha = \downarrow$) в виде

$$\chi^\pm(\omega, \mathbf{q}) = -(g\mu_B/H^\pm_0) \sum_{\mathbf{k}} \delta\nu^\pm_{\mathbf{k}}(\omega, \mathbf{q}), \tag{6}$$

где g – спиновое гиромагнитное отношение, μ_B – магнетон Бора. Линеаризуя по амплитуде возмущающего магнитного поля $H^\pm_0 = H_{0x} \pm iH_{0y}$ исходное уравнение движения для оператора $a^+_{\mathbf{k}-q\alpha}\, a_{\mathbf{k}-\alpha}$, получаем с учетом (1), (4) и (5) интегральное уравнение для $\delta\nu^\pm_{\mathbf{k}}(\omega, \mathbf{q})$:

$$(\omega \mp \Omega_{ex} - \mathbf{q}\nabla_{\mathbf{k}}\epsilon_{\mathbf{k}} + i0)\,\delta\nu^\pm_{\mathbf{k}} - \left(\mathbf{q}\nabla_{\mathbf{k}}\epsilon_{\mathbf{k}} \pm \frac{\Omega_{ex}}{V_0}\right)\frac{\partial n_{\mathbf{k}}}{\partial\epsilon_{\mathbf{k}}} \sum_{\mathbf{k}'} V_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}\,\delta\nu^\pm_{\mathbf{k}'} =$$

$$= -\frac{1}{2} g\mu_B H^\pm_0 \left(\mathbf{q}\nabla_{\mathbf{k}}\epsilon_{\mathbf{k}} \pm \frac{\Omega_{ex}}{V_0}\right)\frac{\partial n_{\mathbf{k}}}{\partial\epsilon_{\mathbf{k}}}. \tag{7}$$

Преобразуем его к системе линейных алгебраических уравнений для

$$X^\pm_{lm}(\omega, \mathbf{q}) = g\mu_B \sum_{\mathbf{k}} Y^*_{lm}(\theta_{\mathbf{k}}, \varphi_{\mathbf{k}})\,\delta\nu^\pm_{\mathbf{k}}(\omega, \mathbf{q}),$$

где $Y_{lm}(\theta_{\mathbf{k}}, \varphi_{\mathbf{k}})$ – сферические гармоники, а намагниченность $M^\pm = -(4\pi)^{1/2} X^\pm_{00}$. Условие разрешимости системы соответствующих однородных уравнений дает уравнение для определения полюсов восприимчивости. Отбор физически допустимых решений этого дисперсионного уравнения основывается на соображениях развитых в [5], согласно которым в системе неравновесно ориентированных спинов возбуждение спиновых волн энергетически выгодно, а их частота имеет обратный знак по сравнению со случаем равновесного ферромагнетика, изученным в работе [6]. В результате получаем, что при $R > 0$ спектр спиновых возбуждений состоит из правополяризованной ветви $\omega_0^+(q)$, которая начинается при $q = 0$ с нулевой частоты и совокупности левополяризованных высокочастотных $(l = 1, 2, ...)$ ветвей $\omega_l^-(q)$, начинающихся с

$$\omega_l^-(0) = -(1 - V_l/V_0)\,\Omega_{ex}. \qquad (8)$$

При $R < 0$ безактивационная ветвь будет левополяризованной, а высокочастотные ветви – правополяризованными. Распространение спиновых волн при $R > 0$ возможно лишь в областях $\omega^{\pm} > \pm\Omega_{ex} + qv_F$ и $\omega^{\pm} < \pm\Omega_{ex} - qv_F$, в которых отсутствует бесстолкновительное затухание Ландау. Анализ показывает, что частоты обменных волн растут с ростом q, и поэтому ветви, отвечающие большим l, уже при очень малых q попадают в область затухания.

Проиллюстрируем характер получающихся дисперсионных зависимостей, рассмотрев простой случай, когда можно ограничиться первыми двумя членами в разложении (2), подобно тому, как это делается при анализе нуль-звука в теории ферми-жидкости. При малых $q(qv_F \ll \Omega_{ex})$ дисперсионные уравнения для волн двух разных поляризаций имеют вид

$$1 - V_0 + V_0(s^+ + u^+)Q_0(s^+) = 0, \qquad (9)$$

$$1 - V_1 + 3V_1(s^- + u^-)s^- Q_1(s^-) = 0, \qquad (10)$$

где $s^{\pm} = (\omega \mp \Omega_{ex})/qv_F$, $u^{\pm} = \pm\Omega_{ex}/V_0 qv_F$. Разлагая функции Лежандра в ряд по степеням $1/s$ и решая затем эти уравнения итерациями по qv_F/Ω_{ex}, получаем при $R > 0$

$$\omega_0^+(q) = -(1 - V_0)\frac{(qv_F)^2}{3\Omega_{ex}}, \qquad (11)$$

$$\omega_1^-(q) = -\left(1 - \frac{V_1}{V_0}\right)\Omega_{ex} + \frac{3}{5}(1 - V_1)\frac{V_0}{V_1}\frac{(qv_F)^2}{\Omega_{ex}}. \qquad (12)$$

Формула (12) описывает дисперсию обменной спиновой волны, а выражение (11) в пределе $V_0 \ll 1$ совпадает с законом дисперсии низкочастотной волны, полученным в [5] из другого уравнения при ферромагнитном знаке обменного взаимодействия.

Одним из возможных способов обнаружения обменных волн является исследование комбинационного рассеяния линейно поляризованного света, не создающего дополнительной неравновесности по спину. Коррелятор флуктуаций намагниченности, определяемый мнимой частью $\chi^{\pm}$, имеет в области бесстолкновительного затухания резкие максимумы на частотах, совпадающих с частотами обменных спиновых волн, поэтому в спектре рассеянного излучения должны возникать пики, смещенные относительно частоты падающей волны на величину порядка Ω_{ex}.

Литература

1. *Дьяконов М.И., Меркулов И.А., Перель В.И.* Изв. АН СССР, серия физ., 1982, **46**, 482.
2. *Johnson E.J.* Proc. NATO Adv. Study Inst., N.-Y.-London, 1980, 416.
3. *Sullivan P.C., Rogers J.S.* Solid State Comm., 1983, **45**, 977.
4. *Paraskevopouls D., Meservey R., Tedrow P.M.* Phys. Rev., 1980, **B22**, 1331.
5. *Аронов А.Г.* ЖЭТФ, 1977, **73**, 577.
6. *Дзялошинский И.Е., Кондратенко П.С.* ЖЭТФ, 1976, **70**, 1986.

Мордовский
государственный университет
им. Н.П.Огарева

Поступила в редакцию
5 мая 1984 г.