

СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ И ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ ЗОННОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА ВБЛИЗИ ТОЧКИ КЮРИ

А.А.Повзнер

1. Несмотря на заметные успехи теории зонного ферромагнетизма переходных металлов и их соединений [1], до настоящего времени остается открытым вопрос о влиянии спиновых флуктуаций на энергетический спектр электронов, непосредственно ответственных за возникновение магнитного упорядочения. Так, экспериментальные исследования неупругого рассеяния поляризованных нейтронов с переворотом спина (т.е. на спиновых флуктуациях), проведенные для сильно ферромагнитного никеля [2] и слабо ферромагнитного $MnSi$ [3], указывают на принципиальную неприменимость к описанию их магнитного состояния по крайней мере вблизи точки Кюри (T_C) модели Стонера, где рассматриваются раздвинутые по шкале энергий электронные полосы с разными спинами σ . Действительно, если при $T \ll T_C$ возможно только рассеяние нейтронов со спином, параллельным намагниченности, то вблизи точки Кюри (в никеле уже при $0.9T_C$) появляется «запрещенное» рассеяние с переворотом спина, антипараллельного намагниченности, которое невозможно в модели Стонера.

Качественное объяснение указанного эффекта кажется возможным в модели локальной зоны (см., например, [4]), постулирующей существование по-разному ориентированных в пространстве областей постоянных по модулю скоррелированных спинов. Однако эта модель противоречит экспериментальным данным о кюри-вейссовской температурной зависимости парамагнитной восприимчивости и об аномальном возрастании вблизи T_C электронной теплоемкости [5,6]. Кроме того, в ее рамках не удастся понять и тот факт, что «запрещенное» рассеяние возникает не только в сильных, но и в слабых ферромагнетиках.

2. Рассмотрим плотность электронных состояний ферромагнитного металла в рамках модели Хаббарда с помощью спин-флуктуационной теории температурно-индуцированных локальных магнитных моментов (ЛММ) [7,8], которая достаточно хорошо описывает температурные зависимости теплоемкости и восприимчивости. Чтобы записать выражение для термодинамического потенциала Φ , воспользуемся преобразованием Стратоновича-Хаббарда [1], сводящими задачу многих тел к изучению движения электронов во флуктуирующих обменных ξ и зарядовых η полях. Тогда, используя приближение однородных электронных форм-факторов (кроме тех, которые соответствуют фактору обменного усиления $S(q, \omega)$) и сохраняя достаточно сильную пространственно-временную неоднородность флуктуирующих полей, имеем аналогично [7,8]

$$\Phi = \ln \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \prod_{q\gamma} (d\tau_{q\gamma} d\Theta_{q\gamma} / 2\pi) \prod_q (dn_q / 2\pi) \times$$

$$\times \exp \left\{ - \sum_{\mathbf{q}\gamma} [(1 + X_{\mathbf{q}})r_{\mathbf{q}\gamma}^2 - \ln r_{\mathbf{q}\gamma}] + \Phi_0(\eta_{\nu} + \sigma\xi_{\nu}) \right\}. \quad (1)$$

Здесь

$$r_{\mathbf{q}\gamma} = |\xi_{\mathbf{q}\gamma}|, \quad \theta_{\mathbf{q}\gamma} = \arg \xi_{\mathbf{q}\gamma}, \quad \mathbf{q} = (\mathbf{q}, \omega), \quad \nu = (\nu, \tau),$$

\mathbf{q} — квазиимпульс; ν — индекс узла; ω — мадубаровская частота, связанная с мнимым временем τ [9]; $\gamma = (x, y, z)$,

$$\Phi_0(n_{\nu} + \sigma\xi_{\nu}) = \sum_{\nu} \int_0^{\beta} d\tau \left\{ \ln \left[(i\omega - \varepsilon_{\sigma}(k, \nu))(i\omega - \varepsilon_{\sigma}(k, \nu)) + \right. \right. \\ \left. \left. + \xi_{\nu z}(\varepsilon_{\sigma}(k, \nu) - \varepsilon_{\sigma}(k, \nu)) - \xi_{\nu}^2 \right] \right\}, \quad (2)$$

$$\bar{\sigma} = -\sigma, \quad \varepsilon_{\sigma}(k, \nu) = \varepsilon_k + \eta_{\nu} + \sigma\xi_{\nu}, \quad X_{\mathbf{q}} = S^{-1}(0) - S^{-1}(\mathbf{q}).$$

Оценивая далее функциональные интегралы с помощью метода передела по переменным $\eta_{\mathbf{q}\gamma}$ и $\theta_{\mathbf{q}\gamma}$, можно найти локальную амплитуду спиновых флуктуаций $\langle m_z^2 \rangle$. Кроме того, используя связь термодинамического потенциала с одночастичной мадубаровской функцией Грина [9] и переходя затем к двухвременным температурным функциям Грина, после разложения по величинам $\delta\xi_{\nu}^2 = \xi_{\nu}^2 - \langle \xi_{\nu}^2 \rangle$ находим выражение плотности электронных состояний через ее значения в отсутствие флуктуаций $g(\varepsilon)$, амплитуду ЛММ $m_L^2 = m_0^2 + \langle m^2 \rangle$ и намагниченность m_0

$$g_{\sigma}(\varepsilon, \xi) = (1/2) \sum_{\sigma'} g(\varepsilon + \sigma'\xi) \left[1 + (\sigma\sigma' m_0/m_L)(1 - \langle m_z^2 \rangle/m_L^2) \right]. \quad (3)$$

Полученная формула описывает расщепление каждой σ -подзоны на две полосы с одним и тем же спином, но либо параллельным, либо антипараллельным флуктуирующему ξ -полю. Емкость полос пропорциональна множителю

$$1 \pm (m_0/m_L)[1 - (\langle m_z^2 \rangle/m_L^2)]$$

и особенно сильно изменяется с температурой вблизи T_C . В пределе $T \ll T_C$ формула (3) приближенно сводится к постулируемой в модели Стонера, а при $T > T_C$ совпадает с найденной в работе [10] для парамагнетика с сильными спиновыми флуктуациями.

Рассмотренная здесь флуктуационная перенормировка плотности электронных состояний позволяет понять данные о «запрещенном» рассеянии нейтронов в зонных ферромагнетиках, а также то, почему разность интенсивностей рассеяния со спином, параллельным и антипараллельным намагниченности, пропорциональна m_0 (здесь (m_0/m_L)). При этом очевидно, что подобные особенности имеют место как в сильных, так и в слабых ферромагнетиках, а пропорциональность между разностью интенсивностей рассеяния и m_0 сохраняется при $m_0^2 \ll \langle m^2 \rangle$.

Отметим также, что, поскольку полученное выражение для $g_{\sigma}(\varepsilon)$ вытекает из спин-флуктуационной теории [7,8], постольку в развиваемой модели будут отсутствовать противоречия и с экспериментальными данными о парамагнитной восприимчивости и электронной теплоемкости (в отличие от модели локальной зоны). При этом допускается существование спиновых кластеров, внутри которых возможны коротковолновые спиновые флуктуации.

- [1] Морийя Т. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. М.: Мир, 1988. 287 с.
- [2] Lowde R.D., Moon R.M., Pagonic B., Perry C.H., Sokoloff J.B., Vanghan-Watkins R.S., Wiltshire M.C.K., Crangle J. // J. Phys. F. 1983. V. 13. N 1. P. 249-279.
- [3] Sokoloff J.B., Li W.H., Pagonis B., Perry C.H., Majkrzak C.F., Shirane G., Ishikawa Y. // Sol. State Comm. 1984. V. 52. N 7. P. 693-696.
- [4] Sokoloff J.B. // J. Phys. F. 1975. V. 5. N 10. P. 1946-1956.
- [5] Edwards D.M. // J. Magn. Magn. Mater. 1980. V. 15-18. N 1. P. 262-268.
- [6] Shastry B.S., Edwards D.M. // J. Phys. C. 1981. V. 14. N 2. P. L665-L670.
- [7] Гельд П.В., Повзнер А.А., Лихачев Д.В. // ДАН СССР. 1990. Т. 315. № 1. С. 86-90.
- [8] Повзнер А.А., Волков А.Г. // ФММ. 1988. Т. 66. № 6. С. 1073-1082.
- [9] Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: ГИФМЛ, 1962. 444 с.
- [10] Волков А.Г., Повзнер А.А., Гельд П.В. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 6. С. 1675-1677.

Уральский государственный
технический университет
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
30 марта 1993 г.

УДК 537.311.33

© Физика твердого тела, том 35, № 11, 1993
Solid State Physics, vol. 35, N 11, 1993

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭКСИТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СПЕКТРАХ ИЗЛУЧЕНИЯ СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ $Ga_{1-x}In_xSe$

М.О.Годжаев, Н.Б.Кахраманов, Р.А.Сулейманов

В серии работ, опубликованных в последние годы [1,2], сообщалось о наблюдении в спектрах спонтанного излучения слоистых кристаллов $InSe$ и $GaSe$ электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) при высоких уровнях оптического возбуждения.

В [3] был исследован спектр стимулированного излучения этих кристаллов в условиях образования ЭДЖ. Было показано, что спектр стимулированного излучения вполне определенно коррелирует с возникновением ЭДЖ, что указывало на правомочность представлений об эффективности процессов усиления света в ЭДЖ [4]. В то же время конкретные механизмы стимулированного излучения оказались зависящими от степени совершенства исследуемых кристаллов. Последнее обстоятельство особенно актуально в кристаллах $InSe$ и $GaSe$, имеющих близкие зонные структуры и отличающихся от других представителей слоистых полупроводников группы A^3B^6 чрезвычайной близостью энергий прямых и непрямых экситонных состояний и ширин соответствующих запрещенных зон.

В свете сказанного выше и представлялось важным исследование особенностей межэкситонных взаимодействий в монокристаллах твердых растворов $Ga_{1-x}In_xSe$.

Исследовались спектры спонтанного и стимулированного излучения специально не легированных монокристаллов.

В качестве источника возбуждения использовался азотный лазер с $h\nu_{\text{возб}} = 3.667$ эВ с длительностью импульса ~ 10 нс, частотой следования импульсов ~ 100 Гц, мощностью ~ 100 кВт. Луч света направлялся под небольшим углом к оси c кристаллов (т.е. почти перпендикулярно к поверхности слоев).