О РАССЕЯНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ В МАГНЕТИКАХ ВБЛИЗИ ТОЧКИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

С.В.Малеев

В работе Драбкина и др. [1] исследовалось рассеяние нейтронов в никеле при температурах, близких к температуре Кюри. В настоящей заметке рассматривается вопрос об информации, которая может быть получена из такого рода экспериментов.

Пользуясь стандартными методами (см. [2]), сечение рассеяния и поляризацию можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = 2Q_1 + \left[1-(\vec{e}\vec{m})^2\right]Q_2 + 2(\vec{P}_0\vec{e})(\vec{m}\vec{e})Q_3 ,$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'}\vec{P}(\vec{q},\omega) = -2(\vec{e}\vec{m})\vec{e}\,Q_3 - 2(\vec{e}\vec{P}_0)\vec{e}\,Q_1 -$$

$$-\left\{\vec{P}_0\left[1-(\vec{e}\vec{m})^2\right] + 2\left[(\vec{P}_0\vec{e})(\vec{m}\vec{e})-(\vec{P}_0\vec{m})\right]\left[\vec{m}-(\vec{e}\vec{m})\vec{e}\right]\right\}Q_2. \qquad (1)$$

Величины Q_i связаны с коррелятором атомных спинов следующим образом:

$$r_0^2\Gamma^2\frac{p'}{p}\frac{1}{2\pi\hbar}\int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i(\omega t/\hbar)}\sum_{ll'}F_l^*(\vec{q})F_{l'}(\vec{q})\times$$

$$\times\langle S_l^\alpha(t)e^{-i\vec{q}\vec{R}_l(t)}S_{l'}^\beta(0)e^{i\vec{q}\vec{R}_{l'}(0)}\rangle = \qquad (2)$$

$$= Q_1(\vec{q},\omega)\delta_{\alpha\beta} + Q_2(\vec{q},\omega)m_\alpha m_\beta - iQ_3(\vec{q},\omega)\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}m_\gamma + Q'_{\alpha\beta}(\vec{q},\omega).$$

Обозначения в (1) и (2) те же, что и в [2] ; ω = E' - E. Формула (2) написана, исходя из соображений симметрии, и справедлива только для кубических кристаллов. Величина $Q'_{\alpha\beta}$ обладает свойством: если $(\vec{a}\ \vec{e}\,) = 0$, то $a_\alpha Q'_{\alpha\beta} a_\beta = 0$. В амплитуду магнитного рассеяния входят только перпендикулярные $\vec{e}$ составляющие атомных спинов; поэтому $Q'_{\alpha\beta}$ не входит в выражение (1).

Разумеется, в антиферромагнетиках с двумя эквивалентными подрешетками $Q_3 = 0$. Формулы (I) и (2) справедливы только для веществ с одной или двумя магнитными подрешетками, причем в последнем случае атомные спины должны быть направлены вдоль одной прямой. Интерференцию между магнитным и ядерным рассеянием мы рассматривать не будем, так как она имеется только в случае упругого рассеяния и рассеяния с поглощением и испусканием фононов и для нас несущественна (подробнее о ней изложено в [3,4]).

Изучая поляризацию, возникающую при рассеянии неполяризованных нейтронов, можно определить Q_3 , а сравнивая, например, сечение рассеяния неполяризованных нейтронов в двух плоскостях, в которых $(\vec{e}\vec{m}) = 0$ и $(\vec{e}\vec{m}) \neq 0$, можно определить Q_1 и Q_2 .

Вблизи от температуры Кюри величины Q_2 и Q_3 должны быть малы ($Q_{2,3} \equiv 0$ при $T > T_c$) и ими можно пренебречь. При этом рассеяние не зависит от состояния намагниченности образца.

Для исследования фазовых переходов интересно рассеяние с малой передачей энергии и передачей импульса, мало отличающейся от умноженного на 2π вектора обратной решетки $\vec{\tau}$. При этом, если $\vec{\tau} \neq 0$, то $\vec{P} \approx -\vec{\tau}\,(\vec{\tau}\,\vec{P}_0)\,\tau^{-2}$ и поляризация рассеянных нейтронов практически не содержит информации о рассеивателе. Однако, если $\vec{\tau} = 0$, то положение оказывается иным. Направим ось x вдоль импульса $\vec{p}$ падающих нейтронов, а ось y - вдоль перпендикулярной $\vec{p}$ составляющей импульса рассеянных нейтронов. Тогда, если $\omega \ll E$, $\vartheta \ll 1$, получаем

$$\vec{P}(\vec{q},\omega) = -\left(\frac{\omega}{2E}P_{0x} + \vartheta P_{0y}\right)\left(\frac{\omega}{2E}\vec{\varepsilon}_x + \vartheta\vec{\varepsilon}_y\right)\left(\frac{\omega^2}{4E^2} + \vartheta^2\right)^{-1}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_{x,y}$ - орты в направлении координатных осей.

Нас интересует область очень малых ω , в которой измерение зависимости сечения от энергии практически невозможно. При этом экспериментально определяемая поляризация связана с $\vec{P}(\vec{q},\omega)$ и сечением рассеяния следующим образом:

$$\vec{P}(\vartheta) = \int d\omega\, \vec{P}(\vec{q},\omega)\frac{d\sigma}{d\Omega dE'}\left(\int d\omega \frac{d\sigma}{d\Omega dE'}\right)^{-1}. \qquad (4)$$

Рассмотрим два случая:

I. $\vec{P}_o = P_o \vec{\mathcal{E}}_x$. При этом:

$$P_x^{(1)}(\vartheta) = -P_o Q_1^{-1}(\vartheta)\int d\omega\, Q_1(q,\omega)\,\omega^2/4E^2\left(\frac{\omega^2}{4E^2}+\vartheta^2\right)^{-1},$$
$$P_y^{(1)}(\vartheta) = -P_o Q_1^{-1}(\vartheta)\,\vartheta\int d\omega\, Q_1(q,\omega)\,\omega/2E\left(\frac{\omega^2}{4E^2}+\vartheta^2\right)^{-1};$$

2. $\vec{P}_o = P_o \vec{\mathcal{E}}_y$. При этом:

$$P_x^{(2)}(\vartheta) = P_y^{(1)}(\vartheta),$$
$$P_y^{(2)}(\vartheta) = -\vartheta^2 P_o Q_1^{-1}(\vartheta)\int d\omega\, Q_1(q,\omega)\left(\frac{\omega^2}{4E^2}+\vartheta^2\right)^{-1}, \qquad (6)$$
$$Q_1(\vartheta) = \int d\omega\, Q_1(q,\omega).$$

Заметим еще, что $P_y^{(2)} + P_x^{(1)} = -P_o$.

Исследование величин $P_x^{(1)}$ и $P_y^{(2)}$ дает возможность выяснить, при каких температурах передаваемая энергия становится сравнимой с величиной $2E\vartheta$, а исследование $P_y^{(1)}$ – насколько сечение с $\omega>0$ отличается от сечения с $\omega<0$.

Следует заметить, что в наблюдаемые сечение и поляризацию будут вносить вклад как рассеяние, рассмотренное выше, так и ядерное рассеяние, а также рассеяние на электронах проводимости, которое в рассматриваемом случае может быть довольно велико. Соответствующие члены вообще говоря должны быть добавлены к выражению (4). Однако оба последних типа рассеяния не должны заметно меняться в области интересующих нас температур.

Подробное обсуждение поляризационных эффектов при этих типах рассеяния имеется в статье Гинзбурга и автора [5] .

Сделаем еще одно замечание. Термодинамический потенциал магнетика можно представить в виде $\Phi(T,M) = \Phi_0(T) + \Phi_1(T,M)$, где $\Phi_1(T,0) \equiv 0$. Здесь М – спонтанная намагниченность подрешетки.

В предположении, что между атомными спинами существует только простое обменное взаимодействие:

$$\Phi_0(T) \sim \int d\omega d\vec{q}\, J(\vec{q})\, P/P' \left|F(\vec{q})\right|^{-2} \left[Q_1(\vec{q},\omega) + 1/3\, Q''_{\alpha\alpha}(\vec{q},\omega)\right].$$

Здесь $J(\vec{q})$ – компонента Фурье обменного интеграла, а $Q''_{\alpha\alpha}(\vec{q},\omega) = Q'_{\alpha\alpha}(\vec{q},\omega)$ при М = 0. По-видимому, из эксперимента следует [I], что $d\sigma/d\Omega = 2Q_1(\vartheta)$ сингулярно при $T \to T_c$.

Если это так, то следует ожидать, что и термодинамический потенциал $\Phi_0(T)$ также сингулярен при $T \to T_C$, если только сингулярность в Q_1 не сокращается с сингулярностью, входящей в $Q''_{\alpha\alpha}$.

В заключение автор выражает благодарность Г.М.Драбкину, ознакомившему его с результатами работы [I] до ее опубликования.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР
Ленинград

Поступило в редакцию
29 октября 1965г.

Литература

[I] Г.М.Драбкин, Е.И.Забидаров, Я.А.Касман, А.И.Окороков. См.настоящий номер журнала, стр. 541.

[2] Ю.А.Изюмов, УФН, 80, 41, 1963.

[3] Ю.А.Изюмов, С.В.Малеев. ЖЭТФ, 41, 1644, 1961.

[4] H.A.Alpert, P.J.Brown, K.Nathaus, S.J.Pickart. Phys.Rev.Lett., 8, 237, 1962.

[5] С.Л.Гинзбург, С.В.Малеев. ФТТ, 7, 3063, 1965.