

О СПИНОВЫХ ВОЛНАХ ВБЛИЗИ ТОЧКИ К КРИ

Г.М.Драбкин, А.И.Ожороков, Е.И.Забидаров,
Я.А.Касман

При изучении критического рассеяния нейтронов в никеле [1] нами наблюдались пологие максимумы при $T < T_c$. С увеличением угла наблюдения эти максимумы смещаются в сторону более высоких температур (эти максимумы в работе [1] названы рассеянием II типа). При рассеянии в железе аналогичные максимумы наблюдались Жакро [2].

1) Для сравнения определим силы, действующие при столкновении $K^+ + He$ в точке $r = r_0$, где $U(r_0) = 127,5$ эв. Для оценки воспользуемся потенциалом для пары $Ag + He^+$ [4], который дает $F_0 = 9$ ат.ед. ($r_0 = 0,69$ Å).

В настоящей работе мы объясняем эти максимумы рассеянием нейтронов на спиновых волнах.

Как хорошо известно [3], при квадратичном законе дисперсии спиновых волн рассеяние нейтронов происходит в конусе с углом раствора $2\theta_0$. Угол θ_0 не зависит от энергии падающих нейтронов и равен $1/a$, где $a = 2mA/\hbar^2$ (m – масса нейтрона, A – постоянная в законе дисперсии спиновых волн, $E_q = Aq^2 = A(K_0 - K)^2$). При этом дифференциальное сечение одномагнитного рассеяния имеет вид:

$$d\sigma/d\theta \sim (\theta_0^2 - \theta^2)^{-1/2}. \quad (1)$$

Напомним еще, что квадратичным законом дисперсии можно пользоваться, если выполняются условия $E > 2\mu_B aH$, $4\pi\mu_B aM_0$ [3], где E – энергия падающих нейтронов, H – внешнее магнитное поле и M_0 – намагниченность насыщения. В случаях, рассмотренных ниже, эти условия выполняются.

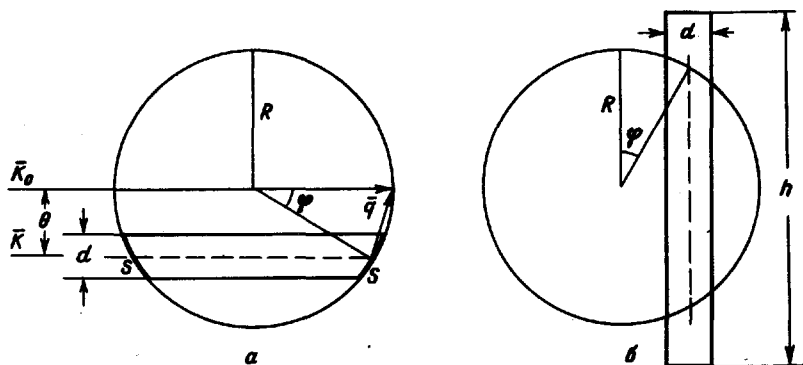


Рис. 1

При приближении к T_c в области $T < T_c$ величина A , а следовательно и эффективный обменный интеграл уменьшаются [4, 5]. Это означает, что с повышением температуры увеличивается поверхность рассеяния, представляющая собой сферу с радиусом $1/a(T) = \theta_0(T)$. Если в эксперименте фиксируется угол θ такой, что $\theta > \theta_0(T_1)$, где $T_1 \ll T_c$, то при $T = T_1$ рассеяния не будет. Если повышать температуру, то при некотором $T = T_m$ величина $\theta_0(T_m)$ станет равной углу наблюдения θ , ($\theta_0(T_m) = \theta$). Очевидно, при этом в соответствии с формулой (1) интенсивность спин-волнового рассеяния будет максимальной. Если учесть расходимость пучка падающих нейтронов $\Delta\theta$ и угловую ширину детектора (для краткости $\Delta\theta$ можно включить в эффективную ширину детектора d), то интенсивность рассеяния будет изменяться от 0 до своего максимального значения при изменении θ_0 от $\theta - (d/2)$ до

$\theta + (d/2)$. При дальнейшем увеличении θ_0 интенсивность будет падать, грубо говоря, в соответствии с формулой (1). Итак, по положению максимума рассеяния нейтронов на заданный угол мы можем определить $\theta_0(T_m)$ и следовательно $\alpha(T_m) = 1/\theta_0(T_m)$ и тем самым $A(T_m)$.

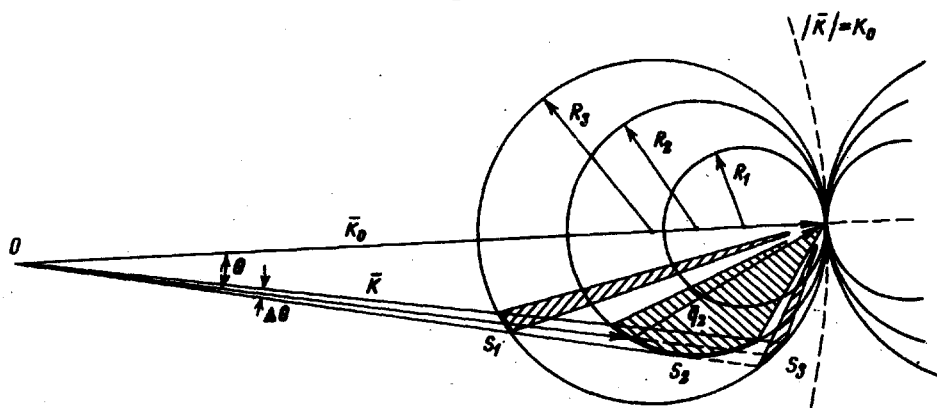


Рис. 2

Поясним несколько подробнее условия постановки эксперимента по наблюдению этого максимума. На рис.1 и 2 приведена схема, поясняющая геометрию рассеяния. Наблюдаемая интенсивность пропорциональна площади S пересечения пучка с поверхностью рассеяния радиусом $R = \theta_0$ (рис. 1, а). При $d \ll R$ и $h \ll R$ $S \sim dh [1 - (\theta^2/\theta_0^2)]^{1/2}$ для $d/2\theta_0 < \theta/\theta_0 < [\theta_0 - (d/2)/\theta_0]$ и интенсивность возрастает с увеличением θ/θ_0 . Как следует из рис. 1, б при $d \ll R$ и $h \gg 2R$ эффективная высота, в которую попадают рассеянные нейтроны, уменьшается с ростом θ/θ_0 как $h_{\text{эфф}} \sim [1 - (\theta^2/\theta_0^2)]^{1/2}$ и интенсивность счета будет постоянной в пределах конуса рассеяния. Методика измерений с $h \gg 2R$ была использована Ландау для определения θ_0 [6]. В работе [1] угловая высота детектора $h = 20$ мм, а углы, на которых наблюдались максимумы рассеяния, $\theta_m = 24 + 67$ мм. Такие условия опыта соответствуют промежуточному случаю с $h < 2R$. Рис. 2 показывает, что максимум рассеяния соответствует площади S_2 пересечения пучка со сферой рассеяния R_2 , так как $S_2 > S_1 + S_3$, где $S_1 + S_3$ — аналогичная площадь для сферы R_3 . Поверхность R_1 вообще не участвует в рассеянии. При изменении температуры и фиксированном θ радиус сферы $R(T)$ может пройти через все значения R : R_1 , R_2 и R_3 . Наблюдаемая форма пика очевидно зависит от соотношений между θ , θ_0 , h , d и, вообще говоря, не будет симметричной по обе стороны от максимума: при $T < T_m$ крутизна склона пропорциональна $(d/\theta)^{-1}(d\theta_0/dT)$, а при $T > T_m$ пропорциональна $-[(\theta_0^2/\theta^2) - 1]^{3/2}(d/\theta)^{-1}(d\theta_0/dT)$.

На рис. 3 показана экспериментально-полученная температурная зависимость $\theta_m(T)$, построенная для $T < T_c$ по данным Жакро [2] для железа и нашим данным [1] для никеля. (Точки для никеля даны с поправкой на угловое разрешение). Видно, что α уменьшается с приближением T к T_c . В связи с этим отметим, что уменьшение α с ростом температуры наблюдалось ранее Ристом [7] в магнетите. Экспериментально наблюдаемая ширина пиков уменьшается при $T \rightarrow T_c$ [1, 2], что согласуется с приведенными выше оценками, так как скорость изменения $\alpha(T)$ увеличивается при $T \rightarrow T_c$ (рис. 3).

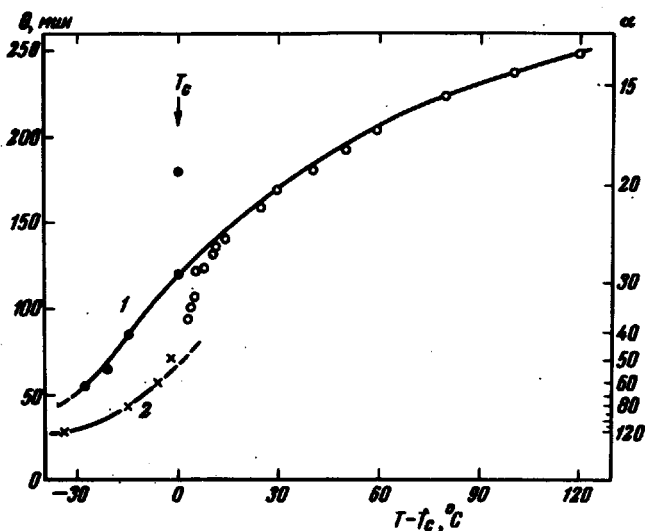


Рис. 3

Очевидно, при T близком к T_c рассеяние II типа складывается с критическим рассеянием (рассеяние типа I по терминологии работы [1]), которое имеет максимум при $T = T_c$, независящий от угла наблюдения. Поэтому вблизи T_c из экспериментов такого типа нельзя определить $\alpha(T)$ для спиновых волн¹⁾. На рис. 3 эта область характеризуется разбросом точек от плавно проведенной кривой, так как эти точки соответствуют максимумам суммарного рассеяния.

Из работы Ристе [7] следует, что изучаемое им одномагнитное рассеяние на магнетите не пропадает и при $T > T_c$. Мы попытались построить аналогичную зависимость $\alpha(T)$ по результатам Балли [10], где было замечено смещение максимума критического рассеяния на желе-

¹⁾Здесь и ниже мы говорим о спиновых волнах при $T \gtrsim T_c$. Хотя вопрос об их существовании при таких температурах является открытым, он интенсивно обсуждается в ряде работ [8, 9].

зе при $T > T_c$. Исключая небольшую область вблизи T_c , экспериментальные точки легли на плавное продолжение кривой 1, проведенной по данным Жакро [2]. Отсюда можно сделать предположение, что наблюдаемые максимумы [10] при $T > T_c$ тоже обязаны одномагнитному рассеянию. Тот факт, что в работах [2, 10] использовались разные энергии нейтронов ($\lambda = 4,75 \text{ \AA}$ при $T < T_c$ [2] и $\lambda = 1,25 \text{ \AA}$ при $T > T_c$ [10]) говорит в пользу спин-волновой природы рассеяния, так как радиус сферы рассеяния θ_c не зависит от энергии падающих нейтронов. Интересно отметить, что форма пика, наблюдаемая Балли на углах $\sim 3^\circ$ согласуется с приведенными выше оценками: при $T < T_m$ склон пика крутой, а при $T > T_m$ — пологий. Резкое исчезновение рассеяния при $T \approx 910^\circ\text{C}$ [10] по-видимому связано со скачкообразным изменением $\alpha(T)$ при структурном переходе в железе (от ОЦК решетки к ГЦК).

Если принять, что рассеяние II типа при $T < T_c$ и $T > T_c$ является рассеянием на спиновых волнах, возбуждаемых внутри корреляционной области с отличной от нуля намагниченностью, то следует ожидать, что это рассеяние присутствует и при $T = T_c$. Из кривых 1 и 2 (рис. 3) можно заключить, что максимум такого рассеяния будет совпадать с T_c на углах $\theta = \theta_s = 2^\circ$ для железа и $\theta_s = 70 \text{ мн}$ для никеля. Это означает, что вблизи этих углов наблюдения следует осторожно относиться к результатам анализа критического рассеяния нейтронов.

По-видимому, наблюдаемая во многих работах [2, 11, 12] неупругость критического рассеяния при $T = T_c$ может быть в значительной степени обусловлена примесью спин-волнового рассеяния. Напротив, наши эксперименты [13] и данные работы [14] указывают на квазиупругий характер рассеяния в непосредственной близости к T_c . В работе [13] этот результат получен при анализе поляризации рассеянных нейтронов на угол $\theta = 10,2 \text{ мн}$, далекий от θ_s для никеля. В работе [14] такой результат получен из энергетического анализа рассеянных нейтронов в тербии, где спин-волновые возбуждения по-видимому недостаточно развиты из-за сильной анизотропии этого ферромагнетика.

В заключение авторы выражают благодарность С.В.Малееву за полезные обсуждения и советы.

Литература

- [1] Г.М.Драбкин, Е.И.Забиоров, Я.А.Касман, А.И.Окороков. ЖЭТФ, 56, 479, 1969.
- [2] B. Jacrot, J. Konstantinovic, G. Paratte, D. Cribier. Inelastic Scattering of Neutron in Solids and Liquids, (IAEA, Vienna, 1963), vol. II, p. 317.
- [3] С.В.Малеев. ЖЭТФ, 48, 1448, 1965.
- [4] В.Г.Вакс, А.И.Ларкин, С.А.Пикин. ЖЭТФ, 53, 1089, 1967.
- [5] M.Hatherly, K.Hirakava, R.Lowde, F.Mallett. Phys.Rev., 86, 318, 1952.
- [6] M.Hatherly, K.Hirakava, R.Lowde, F.Mallett, M.Stringfellow, B.Torrie. Proc.Phys.Soc., 84, 55, 1964.
- [7] T.Riste. J.Phys. Soc. Japan, 17, Suppl. B-III, 60, 1962.
- [8] T.Riste. J.Appl. Phys., 39, 528, 1968.
- [9] J.L.Beeby, J.Hubbard. Phys. Lett., 26A, 376, 1968.
- [10] D.Bally, B.Grabcev, M.Popovici, M.Totia, A.M.Lungu. J. Appl. Phys., 39, 459, 1968.
- [11] D.Cribier, B.Jacrot, G.Parette. J. Phys. Soc. Japan, 17, Suppl. B-III, 67, 1962.
- [12] L.Passell, K.Blinowski, T.Brun, P.Nilsen. J. Appl. Phys., 35, 933, 1964; Phys. Rev., 139, 1870, 1965.
- [13] Г.М.Драбкин, Е.И.Забидаров, Я.А.Касман, А.И.Окороков. Письма в ЖЭТФ, 2, 541, 1965.
- [14] J. Als-Nielsen, O.W.Dietrich, W.Marshall, P.A.Lingård. Solid State Comm. 5, 607, 1967.

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр. 352 — 356

20 марта 1969 г.

ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА В ИНДИЙ-ГАЛЛИЕВОМ ЖЕЛЕЗНОМ ГРАНАТЕ

Г.Н.Белозерский, В.Н.Гитцович, А.Н.Мурин

Недавно была опубликована интересная работа Грузина и сотрудников [1], в которой сообщалось об обнаружении четырех магнитных подрешеток в индий-галлиевом железном гранате. Нами были выполнены исследования на гранате такого же состава полученном из той же лаборатории, что и в работе [1].