

# АНОМАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ С МАЛОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

*И.А.Ахмезер, Д.П.Белозоров*

Как известно, в конденсированных телах вблизи точек фазового перехода возникают аномально интенсивные (критические) флуктуации, что приводит к аномально интенсивному рассеянию света (критической опалесценции) и медленных нейтронов в таких телах. Мы показываем, что эти явления должны наблюдаться в магнитоупорядоченных кристаллах вблизи точки, в которой меняется магнитная симметрия кристалла <sup>1)</sup>.

При малых значениях эффективной магнитной анизотропии  $\beta^* = \beta + H_0/M_0$  ( $\beta$  – постоянная магнитной анизотропии,  $M_0$  – равновесное значение плотности магнитного момента во внешнем поле  $H_0$ ,  $M_0 \parallel H_0$ ) существенную роль начинает играть связь между колебаниями магнитного момента и упругими волнами. Флуктуации характеризующих кристалл величин с учетом этой связи можно определить, следуя [2]. При этом для коррелятора плотности магнитного момента получим:

$$\langle M_i M_k \rangle_{q, \omega} = \langle M_i M_k \rangle_{q, \omega}^{(0)} + \pi/2 T A(\chi) \theta_{ik}(\omega, \chi) \Sigma \delta(\omega + \omega_1); \quad (1)$$

$\omega_1 = \pm \omega_{1,2}$

где тензор  $\langle M_i M_k \rangle_{q, \omega}^{(0)}$  совпадает с известным выражением для коррелятора флуктуаций магнитного момента на спиновой волне (см. [3]),

$$A(\chi) = [a q^2 + \delta + \beta^* \sin^2 \chi]^{-1} \quad (2)$$

$$\omega_1 = s q \zeta^{-1/2} A^{-1/2}(\chi), \quad \omega_2 = \begin{cases} \omega_1 (\chi \ll \zeta^{1/2}) \\ s q (\chi \gg \zeta^{1/2}) \end{cases} \quad (2')$$

$\chi$  – угол между  $q$  и  $M_0$ ,  $\delta = \beta^* - \zeta(1 - \beta f^{-1})^2$ ;  $\zeta = (f - \beta)^2 M_0^2 \rho_0^{-1} s^{-2}$  – малый параметр, характеризующий магнитоупругую связь ( $\zeta \sim 10^{-4} + 10^{-6}$ );

$\rho_0$ ,  $T$  – плотность и температура кристалла,  $s$  – скорость поперечного звука,  $f$  – постоянная магнитоупругости,  $a$  – постоянная обменного

<sup>1)</sup> Существуют кристаллы, (например, магнетит [1]), магнитная симметрия которых меняется при определенной температуре. Кроме того, изменение магнитной симметрии можно осуществить для кристаллов с кубической симметрией (а также для кристаллов с анизотропией типа легкая плоскость), постепенно уменьшая внешнее магнитное поле, направленное под углом к оси легчайшего намагничивания.

взаимодействия;  $\theta_{ik}$  – эрмитов тензор (при  $\chi \ll \zeta^{1/2} \theta_{11}(\omega_{1,2}) = -\theta_{22}(\omega_{1,2}) = 1$ ,  $\theta_{12}(\omega_1) = -\theta_{12}(\omega_2) = i \operatorname{sign} \omega$ ; при  $\chi \gg \zeta^{1/2}$  все компоненты  $\theta_{ik}(\omega_2)$ , а также компоненты  $\theta_{ik}(\omega_1)$ , за исключением  $\theta_{22}(\omega_1)$ , пренебрежимо малы, а  $\theta_{22}(\omega_1) = 2$ ; ось 3 выбрана вдоль  $M_0$ , ось 2 – перпендикулярна плоскости  $(M_0, q)$ . Коэффициент при  $\delta$ -функции во втором слагаемом в (1), описывающем флуктуации на магнитоупругих волнах, при  $\delta \rightarrow 0$  резко возрастает, обращаясь при  $q = 0$  в бесконечность (критические флуктуации). Наряду с флуктуациями магнитного момента вблизи критической точки резко возрастают флуктуации магнитной индукции и поперечных компонент вектора сдвига (но не флуктуации плотности кристалла).

Основным механизмом рассеяния медленных нейтронов вблизи критической точки является взаимодействие магнитного момента нейтрона с флуктуациями магнитной индукции (магнитное рассеяние). Подставляя (1) в известную формулу для дифференциального сечения магнитного рассеяния (см. [3]), получим:

$$d\sigma = d\sigma_0 + \frac{2\mu_n^2}{\hbar^5 v n_0} TA(\chi) \xi(\chi) \sum_{\omega_i = \pm \omega_1} \delta(\omega + \omega_i) dp', \quad (3)$$

где  $d\sigma_0$  совпадает с известным выражением для сечения рассеяния медленных нейтронов на спиновых волнах;  $\hbar\omega = (2m)^{-1}(p^2 - p'^2)$ ,  $\hbar q = p - p'$ ;  $p(p')$  – импульс падающих (рассеянных) нейтронов,  $\mu_n$  – магнитный момент и  $m$  – масса нейтрона,  $v$  – его начальная скорость;  $n_0$  – число атомов ферромагнетика в единице объема (нейтроны для простоты предполагаются неполяризованными). Функция  $\xi(\chi)$  равна по порядку величины единице (при  $\chi \ll \zeta^{1/2} \xi(\chi) = 2$ ; при  $\chi \gg \zeta^{1/2} \xi(\chi) = 1$ ).

Мы видим, что в сечении магнитного рассеяния вблизи критической точки возникает (наряду с известным максимумом при  $\omega^2 = \omega_s^2$ ;  $\omega_s$  – частота спиновой волны) дополнительный резкий максимум при  $\omega^2 = \omega_1^2$ , связанный с возбуждением (или поглощением) нейтроном магнитоупругих волн. Сечение этого процесса, отнесенное к единичному интервалу телесных углов, имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\mu_n^2}{\hbar^4 n_0} TA(\chi) \xi(\chi). \quad (4)$$

Согласно (4), при  $\delta \rightarrow 0$  резко возрастает сечение рассеяния на малые углы в случае частиц, движущихся почти перпендикулярно к направлению  $M_0$ .

Заметим, что если падающие нейтроны поляризованы вдоль  $M_0$ , то, как можно показать, рассеяние нейтронов на критических флуктуациях всегда сопровождается изменением ориентации их спина.

Соотношениями, аналогичными (3), (4), определяется вблизи критической точки сечение рассеяния электромагнитных волн в ферромагнетике. В частности, в случае низкочастотных волн ( $\omega_0 < \zeta^{-1/2} gM_0$ ), когда основным механизмом рассеяния является их взаимодействие с флуктуациями магнитного момента (см. [3]), сечение рассеяния на магнитоупругих волнах имеет (при  $\chi \ll \zeta^{1/2}$ ) вид:

$$\frac{d\Sigma}{d\theta'} = \left( \frac{gk_0}{c} \right)^2 \epsilon TA(0), \quad (5)$$

где  $q = k_0 - k'$ ;  $k_0$  ( $k'$ ) – волновой вектор падающей (рассеянной) волны,  $g$  – гиромагнитное отношение и  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость кристалла. Согласно (5) при  $\delta \rightarrow 0$  величина  $d\Sigma/d\theta'$  резко возрастает (явление критической опалесценции). Такое возрастание сечения имеет место для волн, падающих почти перпендикулярно к направлению  $M_0$ , причем лишь в случае малых углов рассеяния. Возрастание сечений рассеяния электромагнитных волн и нейтронов связано с тем, что в критической точке спиновая система кристалла становится неустойчивой.

В заключение остановимся кратко на условиях экспериментального наблюдения аномального рассеяния медленных нейтронов и электромагнитных волн в ферромагнетике вблизи критической точки. Заметим для этого, что при уменьшении  $\delta$  дифференциальные сечения рассеяния в области малых углов рассеяния ( $\mu \ll 1$ ) возрастают по порядку величины в  $Q$  раз, где  $Q$  – меньшая из пяти величин

$$\left\{ \frac{\zeta}{\delta}, \mu^{-2}, \left| \frac{\pi}{2} - \theta \right|^{-2}, \lambda^2 \zeta \alpha^{-1} \mu^{-2}, \lambda^2 \zeta \alpha^{-1} \left| \frac{\pi}{2} - \theta \right|^{-2} \right\}$$

( $\theta$  – угол между  $p(k_0)$  и  $M_0$ ,  $\lambda$  – длина волны падающих частиц или волн). Если, например,  $\delta \sim 0,1\zeta$ , то дифференциальные сечения рассеяния могут возрасти на порядок величины. В случае электромагнитных волн с частотой  $\omega \lesssim 10^{13} \text{ сек}^{-1}$  такое увеличение сечения будет наблюдаться в области углов рассеяния  $\mu$  (а также углов  $|\pi/2 - \theta|$ )

вплоть до нескольких градусов. В случае медленных нейтронов с  $V \sim 100$  м/сек для наблюдения увеличения сечения на порядок при  $\delta \sim 0,1\zeta$  необходимы углы рассеяния (а также углы  $|\pi/2 - \theta|$ ), не превышающие  $0,1^\circ$ .

Харьковский  
государственный университет  
им.А.М.Горького

Поступило в редакцию  
26 июня 1968 г.

#### Литература

- [1] L. R. Bickford. Phys. Rev., 78, 449, 1950.
- [2] И.А.Ахиезер, Ю.Л.Болотин. ЖЭТФ, 52, 787, 1967.
- [3] А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. Спиновые волны. М., Изд. Наука, 1967, стр. 237.