

УДК 538.115

© 1993

УСТОЙЧИВОСТЬ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ, СПЕКТРЫ ПОПЕРЕЧНЫХ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН И АКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ТЕТРАГОНАЛЬНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ. ВРАЩАТЕЛЬНО ИНВАРИАНТНАЯ ТЕОРИЯ

И. А. Кайбичев

Устойчивость основного состояния тетрагонального антиферромагнетика исследована с учетом слагаемых в плотности энергии, зависящих от компонент тензора локальных поворотов, которые обеспечивают вращательную инвариантность теории. Показано, что из-за таких слагаемых перестройка спектра магнитоупругих волн может происходить раньше, чем станет неустойчивым основное состояние относительно однородных вариаций переменных. Рассмотрены также особенности эффекта Фарадея, связанные с вращательной инвариантностью теории и близостью спектра магнитоупругих волн к точке потери устойчивости.

Вопрос об устойчивости основного состояния тетрагонального антиферромагнетика, вида дисперсионного соотношения поперечных магнитоупругих (МУ) волн в рамках вращательно-инвариантной теории ранее рассматривался Барьхтаром и Туровым [1]. Ими установлено совпадение устойчивости основного состояния и спектра МУ волн. Однако в [2] показано, что учет слагаемых в магнитоупругой энергии кубического ферромагнетика, зависящих от компонент тензора локальных поворотов, может приводить к размягчению квазиакустической МУ волны раньше, чем станет неустойчивым основное состояние. Актуальными являются возможность существования подобного эффекта в тетрагональном антиферромагнетике, а также исследование спектров поперечных МУ волн и акустического эффекта Фарадея. Классификация акустических эффектов Фарадея в тетрагональных антиферромагнетиках дана Туровым [3, 4]. Мы ограничимся исследованием линейного по внешнему продольному магнитному полю эффекта Фарадея.

1. Условия устойчивости основного состояния тетрагонального антиферромагнетика

Рассмотрим двухподрешеточный антиферромагнетик с локальными магнитными моментами M_1 и M_2 , которые удовлетворяют условию $M_1^2 = M_2^2 = M_0^2$. Магнитное состояние антиферромагнетика более удобно описывать с помощью векторов ферро- и антиферромагнетизма

$$m = (M_1 + M_2)/2M_0, \quad l = (M_1 - M_2)/2M_0,$$

которые удовлетворяют условиям $m^2 + l^2 = 1$ и $ml = 0$.

Считаем, что внешнее магнитное поле H значительно меньше обменных полей H_E и H'_E ($H_E = E/2M_0$, $H'_E = E'/2M_0$), когда $m^2 \ll l^2$, а $l^2 \sim 1$ и вектор

антиферромагнетизма l можно использовать в качестве единственной переменной, однозначно определяющей магнитное состояние антиферромагнетика. Вектор ферромагнетизма m в этом случае определен формулой [5, 6]

$$m = (\chi_{\perp}/2\gamma M_0) [\gamma l \times (H \times l) - \dot{l} \times l].$$

Здесь $\chi_{\perp} = 4M_0^2/E$ — поперечная статическая восприимчивость, определяемая однородным обменом; E и E' — константы однородного и неоднородного обмена между намагниченностями подрешеток; γ — гиромангнитное отношение.

Пусть в основном состоянии тетрагонального антиферромагнетика вектор антиферромагнетизма $l \parallel H \parallel [001] \parallel Z$. Квадратичная форма по динамическим переменным задачи для плотности термодинамического потенциала имеет вид [1]

$$\begin{aligned} F(r) = & \frac{1}{2} E' a^2 [\partial l / \partial x_k]^2 + \frac{1}{2} [K - \chi_{\perp} H^2] [l_x^2 + l_y^2] + \\ & + \frac{1}{2} C_{11} [e_{xx}^2 + e_{yy}^2] + \frac{1}{2} C_{33} e_{zz}^2 + 2C_{66} e_{xy}^2 + 2C_{44} [e_{xz}^2 + e_{yz}^2] + \\ & + C_{12} e_{xx} e_{yy} + C_{31} e_{zz} [e_{xx} + e_{yy}] + \frac{1}{2} K [\omega_{xz}^2 + \omega_{yz}^2] - \\ & - K [\omega_{xz} l_x + \omega_{yz} l_y] - 2B_{44} [\omega_{xz} e_{xz} + \omega_{yz} e_{yz}] + 2B_{44} [e_{xz} l_x + e_{yz} l_y], \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$e_{ij} = \frac{1}{2} [\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i],$$

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} [\partial u_i / \partial x_j - \partial u_j / \partial x_i]$$

— динамические тензоры деформации и локальных поворотов, C_{ik} — упругие модули, B_{44} — магнитоупругая постоянная, K — константа магнитной анизотропии. При этом считается, что ось Z направлена вдоль оси симметрии четвертого порядка, а оси X и Y — вдоль осей второго порядка в базисной плоскости. Выражение (1) получено при предположении малости градиентов $\partial u_i / \partial x_k$ от вектора механического смещения u .

Условие устойчивости рассматриваемого основного состояния с $l \parallel H \parallel [001] \parallel Z$ определяется варьированием функционала $\Phi = \int d^3r F(r)$ по взаимодействующим переменным. В данном случае их две эквивалентные тройки: l_x, e_{xz}, ω_{xz} и l_y, e_{yz}, ω_{yz} . Переход в неоднородное состояние не рассматриваем. Тогда условие устойчивости вытекает из требования неотрицательности квадратичной формы (1) (при $\partial l / \partial x_k = 0$).

В случае, когда граничные условия допускают однородные повороты ω_{xz}^0 и ω_{yz}^0 тела как целого (например, пластина висит на нити), имеем условия устойчивости

$$K^* = K - B_{44}^2 / C_{44} \geq 0, \quad (2)$$

$$H^2 K^* / E \leq 0. \quad (3)$$

Нарушение неравенства (2) приводит к повороту тела при неизменном направлении вектора антиферромагнетизма l , а неравенства (3) — к повороту тела и изменению направления вектора l .

В реальных лабораторных установках образец обычно жестко крепится, так что его однородные повороты запрещены $\omega_{\text{об}}^0 = 0$. В таком случае условие устойчивости основного состояния имеет вид

$$H^2 \ll (H_C^*)^2 = K^*E/4M_0^2, \quad (4)$$

которое совпадает с условием устойчивости состояния $[001] \parallel l$ без учета слагаемых с $\omega_{\text{об}}$ в энергии. При нарушении неравенства (4) происходит спин-флоп переход без вращения тела, вектор антиферромагнетизма l в результате перехода становится перпендикулярным H [7]. Отметим, что условие устойчивости основного состояния в [1]

$$H^2 \ll H_{SF}^2 = \left[K - \left(|B_{44}| + \frac{1}{2}K \right)^2 / \left(C_{44} + |B_{44}| + \frac{1}{4}K \right) \right] E/4M_0^2 \quad (5)$$

не совпадает с полученным нами (4). Примером выполнения граничных условий, при которых однородные повороты запрещены, является ситуация, когда плоская пластина зажата с двух ее торцов, а две остальные поверхности свободны.

Таким образом, нами показано, что учет вращательно-инвариантных слагаемых в плотности термодинамического потенциала при условии жесткого закрепления антиферромагнетика либо не изменяет условий устойчивости основного однородного состояния, либо может привести к его неоднородности.

2. Спектр поперечных магнитоупругих волн

Пусть волновой вектор $k \parallel l \parallel H \parallel Z$. Уравнение движения для вектора антиферромагнетизма l имеет вид [5, 6]

$$\frac{\partial}{\partial t} (l \times \dot{l}) = \gamma^2 \chi_{\perp}^{-1} l \times H_l + 2\gamma \dot{l} (lH), \quad (6)$$

где

$$H_l = E' a^2 \Delta l - \partial F / \partial l$$

— действующее на l эффективное поле. С учетом (1) получаем, что нормальными модами будут циркулярно-поляризованные волны ($l_{\pm} = l_x \pm il_y$, $u_{\pm} = u_x \pm iu_y$)

$$\begin{aligned} [(\omega \pm \gamma H)^2 - \omega_k^2] l_{\pm} &= ik\gamma^2 \left[B_{44} - \frac{1}{2}K \right] u_{\pm} \chi_{\perp}^{-1}, \\ [\omega_l^2 - \omega^2] u_{\pm} &= ik \left[B_{44} - \frac{1}{2}K \right] l_{\pm} \rho^{-1}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\omega_k = \sqrt{\gamma^2 (K/\chi_{\perp}) + c^2 k^2}$ — частота спиновых волн при $H=0$, $c = \gamma a \sqrt{E'/\chi_{\perp}}$ — их скорость в обменном приближении, $\omega_l = v_l k$ — частота поперечного звука, $v_l = \sqrt{[C_{44} - B_{44} + (1/4)K]/\rho}$ — его скорость, ρ — плотность

антиферромагнетика. Дисперсионное соотношение циркулярно-поляризованных волн с правой и левой круговой поляризацией имеет вид

$$[\omega_t^2 - \omega^2] [\omega_k^2 - (\omega \pm \gamma H)^2] - \omega_t^2 \omega_{me}^2 = 0, \quad (8)$$

где

$$\omega_{me}^2 = \gamma^2 \left[B_{44} - \frac{1}{2} K \right]^2 / v_t^2 \rho \chi_{\perp}$$

— параметр МУ связи. Последнее является иной формой записи аналогичного выражения работы [1]

$$[\omega_t^2 - \omega^2]^2 [(\omega_k + \gamma H)^2 - \omega^2] [(\omega_k - \gamma H)^2 - \omega^2] - 2\omega_{me}^2 [\omega_k^2 - (\gamma H)^2 - \omega^2] \omega_t^2 [\omega_t^2 - \omega^2] + \omega_{me}^4 \omega_t^4 = 0. \quad (9)$$

Отметим, что (8) и (9) не совпадают с дисперсионным соотношением поперечных МУ волн, полученным Палетминским [8]. Однако (9) согласуется с более поздним результатом Савченко [9], полученным без учета вращательно-инвариантных слагаемых в плотности термодинамического потенциала. Совпадение происходит при замене

$$\omega_{me} = \frac{\gamma^2 [B_{44} - (1/2) K]^2}{[C_{44} - B_{44} + (1/4) K] \chi_{\perp}} \rightarrow \frac{\gamma^2 B_{44}^2}{C_{44} \chi_{\perp}}. \quad (10)$$

При отсутствии МУ взаимодействия решением соотношения (10) являются поперечные упругие волны $\omega_t = v_t k$ и две спиновые моды $\omega = \omega_k \mp \gamma H$. Частоту спиновых волн ω_k при $H = 0$ удобно записать в виде

$$\omega_k = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_E \omega'_E \omega_D^{-2}}, \quad (11)$$

где $\omega_0 = \sqrt{\omega_E \omega_A}$, $\omega_E = \gamma H_E$, $\omega'_E = \gamma H'_E$, $\omega_A = \omega H_A$, $H_A = K/2M_0$ — поле магнитной кристаллографической анизотропии, $\omega_D = v_t/a$ — частота порядка дебаевской, a — межатомное расстояние. При $k = 0$ получаем совпадение с частотами антиферромагнитного резонанса [10].

Приближенное решение уравнения (8) при условии

$$|\bar{\omega}_0^2 - (\omega \pm \gamma H)^2| \gg \omega^2 \omega_E \omega'_E \omega_D^{-2}, \quad \omega \omega_{me} \omega_D^{-1} \sqrt{\omega_E \omega'_E},$$

где $\bar{\omega}_0^2 = \omega_0^2 - \omega_{me}^2$, дает для k_{\pm} следующие значения для частотных диапазонов (рис. 1).

А) $\omega < \bar{\omega}_0 - \gamma H$. В этом случае существуют только две квазиакустические моды, поляризованные по правому и левому кругам

$$k_{\pm} = \{[\omega_0^2 - (\omega \pm \gamma H)^2] / [\bar{\omega}_0^2 - (\omega \pm \gamma H)^2]\}^{1/2} \omega / v_t. \quad (12)$$

Б) $\bar{\omega}_0 - \gamma H < \omega < \omega_0 - \gamma H < \bar{\omega}_0 + \gamma H$. Здесь имеем квазиакустическую моду левой круговой поляризации (12) и квазимагнитную моду правой круговой поляризации с

$$k_+ = [(\omega + \gamma H)^2 - \bar{\omega}_0^2]^{1/2} \omega_D / v_t \sqrt{\omega_E \omega'_E}. \quad (13)$$

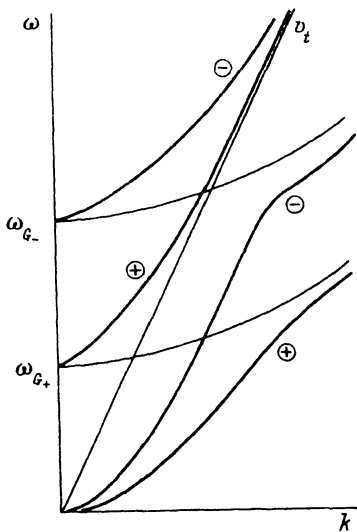


Рис. 1. Спектры поперечных МУ волн вдали от точки потери устойчивости спектра при наличии внешнего магнитного поля H .

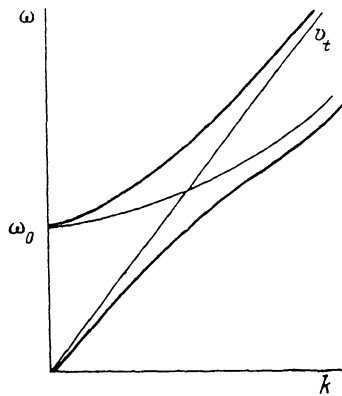


Рис. 2. Спектры поперечных МУ волн в отсутствие внешнего магнитного поля.

В) $\omega_0 - \gamma H < \omega < \bar{\omega}_0 + \gamma H$. В данном диапазоне существуют квазиакустические моды левой круговой поляризации (12) и правой поляризации с

$$k_+ = \{[(\omega + \gamma H)^2 - \omega_0^2] / [(\omega + \gamma H)^2 - \bar{\omega}_0^2]\}^{1/2} \omega / v_t, \quad (14)$$

а также квазимагنونная ветвь правой поляризации (13).

Г) $\bar{\omega}_0 + \gamma H < \omega < \omega_0 + \gamma H$. Здесь имеем квазиакустическую ветвь правой поляризации (14), квазимагنونные моды правой поляризации (13) и левой круговой поляризации с

$$k_- = [(\omega - \gamma H)^2 - \bar{\omega}_0^2]^{1/2} \omega_D / v_t \sqrt{\omega_E \omega_E'}. \quad (15)$$

Д) $\omega > \omega_0 + \gamma H$. В этом случае существуют две квазиакустические ветви, поляризованные по правому и левому кругу

$$k_{\pm} = \{[(\omega \pm \gamma H)^2 - \omega_0^2] / [(\omega \pm \gamma H)^2 - \bar{\omega}_0^2]\}^{1/2} \omega / v_t, \quad (16)$$

и две квазимагنونные ветви правой (13) и левой (15) поляризации.

Отметим, что перечисленные частотные диапазоны реализуются в магнитных полях $H > H_k = [\omega_0 - \bar{\omega}_0] / 2\gamma$. В случае $H = H_k$ среди них отсутствует диапазон В. При $H < H_k$ существуют следующие частотные диапазоны.

А1) $\omega < \bar{\omega}_0 - \gamma H$. Имеем две квазиакустические моды (12).

Б1) $\bar{\omega}_0 - \gamma H < \omega < \bar{\omega}_0 + \gamma H < \omega_0 - \gamma H$. С квазиакустической модой левой поляризации (12) и квазимагنونной модой правой поляризации (13).

В1) $\bar{\omega}_0 + \gamma H < \omega < \omega_0 - \gamma H$. Имеем квазимагنونные моды правой (13) и левой (15) поляризации.

Г1) $\omega_0 - \gamma H < \omega < \omega_0 + \gamma H$. С квазиакустической ветвью правой поляризации (14) и квазимагنونными модами правой (13) и левой (15) поляризации.

Д1) $\omega > \omega_0 + \gamma H$. Здесь справедливы результаты для диапазона «Д».

В случае $H = 0$ циркулярно-поляризованных мод нет. Приближенное решение уравнения (8) дает для k следующие значения для частотных диапазонов (рис. 2).

A2) $\omega < \bar{\omega}_0$. В этом случае существует одна квазимагنونная мода с

$$k = \{[\omega_0^2 - \omega^2] / [\bar{\omega}_0^2 - \omega^2]\}^{1/2} \omega / v_t. \quad (17)$$

B2) $\bar{\omega}_0 < \omega < \omega_0$. Имеем одну квазимагنونную моду с

$$k = [\omega^2 - \bar{\omega}_0^2]^{1/2} \omega_D / v_t \sqrt{\omega_E \omega'_E}. \quad (18)$$

B2) $\omega > \omega_0$. С квазиакустической модой (17) и квазимагنونной ветвью (18).

Спектр поперечных МУ волн в тетрагональном антиферромагнетике в рамках представлений, не учитывающих вращательно-инвариантные слагаемые в плотности термодинамического потенциала, получается из (12)–(18) заменой (10). Учет вращательно-инвариантных слагаемых приводит к возможности существования МУ волн в магнитно-анизотропных антиферромагнетиках при отсутствии магнитострикции ($B_{44} = 0$). Спектр МУ волн в тетрагональных антиферромагнетиках качественно различен по сравнению с известным для кубических ферромагнетиков [11]. В ферромагнетиках существуют циркулярно-поляризованные две квазиакустические и одна квазимагنونная моды. В тетрагональном антиферромагнетике циркулярно-поляризованные волны существуют только во внешнем магнитном поле. При этом в спектре имеются две квазиакустические и две квазимагنونные моды, а в случае отсутствия внешнего магнитного поля — одна квазимагنونная и одна квазиакустическая мода.

Таким образом, нами определен вид спектра поперечных МУ волн в тетрагональном антиферромагнетике при их распространении с $k \parallel l' \parallel H \parallel [001] \parallel Z$. Показано, что при наличии внешнего магнитного поля существуют циркулярно-поляризованные волны правой и левой круговой поляризации. При этом в отличие от ферромагнетиков существуют две квазиакустические и две квазимагنونные моды.

3. Условие устойчивости спектра поперечных МУ волн

В исследуемых нами волнах взаимодействующими переменными являются l_x , l_y и градиенты $\partial u_x / \partial z$, $\partial u_y / \partial z$. Неотрицательность квадратичной формы (1) дает условие устойчивости спектра

$$H^2 \leq H_C^2 = K_C E / 4M_0^2, \quad (19)$$

где $K_C = K - (B_{44} - K/2)^2 / (C_{44} - B_{44} + K/4)$. Последнее походит на условие устойчивости основного состояния (5) в работе [1], разница — в определении константы K_C . Кроме того, считалось, что при нарушении неравенства (19) происходит спин-флорп переход с вращением тела. У нас такой переход происходит при нарушении неравенств (2), (3), а (19) является условием устойчивости спектра поперечных МУ волн и не совпадает с условием устойчивости основного состояния антиферромагнетика при условии его жесткого закрепления (4).

В зависимости от знака K и соотношения констант K и B_{44} условие устойчивости спектра может нарушаться раньше или позднее потери устойчивости основного состояния. Действительно,

$$(H_C)^2 - H_C^2 = EK(K/4 - B_{44}) / 4C_{44}M_0^2. \quad (20)$$

Поэтому неравенство (4) оказывается более сильным, чем (19), при

$$K > 0, 4B_{44}/K > 1,$$

$$K < 0, 4B_{44}/K < 1.$$

(21)

При увеличении магнитного поля H в данном случае раньше нарушается условие устойчивости основного состояния и происходит спин-флоп переход. В случае

$$K > 0, 4B_{44}/K < 1,$$

$$K < 0, 4B_{44}/K > 1$$

(22)

при увеличении H раньше нарушается условие устойчивости спектра и происходит «смягчение» МУ волн [11, 12]. Несовпадение условий устойчивости спектра и основного состояния связано с наличием вращательно-инвариантных слагаемых (членов с $\omega_{\alpha\beta}$) в энергии (1). Данный результат может быть интерпретирован двумя способами. В первом подходе считается возможным переход антиферромагнетика в основное состояние с неоднородным распределением переменных $l_x, l_y, e_{xz}, e_{yz}, \omega_{xz}, \omega_{yz}$. Такая задача требует отдельного рассмотрения. Другой возможный подход — принятие точки зрения, согласно которой условия устойчивости спектра и основного состояния в общем случае не совпадают. Такая ситуация имеет место в кубическом ферромагнетике в основном состоянии $M_0 \parallel [001] \parallel N \parallel Z$ даже без учета вращательно-инвариантных слагаемых в энергии. При распространении МУ волн с $k \perp M_0$ при достижении точки ориентационного фазового перехода перестройки («смягчения») спектра не происходит [13]. Данная ситуация — пример потери устойчивости основного состояния раньше, чем теряется устойчивость спектра. По мнению авторов работы [14], на несовпадение условий устойчивости спектра и основного состояния могут влиять граничные условия. Так, в случае свободного ферромагнитного тела основное состояние теряет устойчивость раньше, чем смягчается спектр, а в случае «зажатого» ферромагнетика точки потери устойчивости спектра и основного состояния совпадают. В первом случае данные результаты согласуются с [2], а во втором случае противоречат. Правда, в работе [14] условием зажатости образца считается требование обращения в нуль вектора механических смещений, а в работе [2] — отсутствие однородных поворотов тела как целого. Это качественно различные условия, поэтому возможно и несовпадение результатов. К сожалению, в работе [14] недостаточно подробно изложены основные приближения и процедура определения условия устойчивости основного состояния ферромагнетика при равенстве нулю вектора механического смещения на его поверхности. Заметим только, что при таком граничном условии распространение в теле поперечных МУ волн, об устойчивости спектра которых в [4] идет речь, невозможно.

Таким образом, вращательно-инвариантные слагаемые в плотности термодинамического потенциала тетрагонального антиферромагнетика могут либо привести к неоднородному основному состоянию, либо условие устойчивости основного однородного состояния отличается от критерия устойчивости спектра МУ волн. Последнее может вызвать смягчение спектра поперечных МУ волн раньше, чем нарушается условие устойчивости основного состояния и происходит спин-флоп переход. Наиболее ощутимо это может проявиться в сильно анизотропных кристаллах, когда $|K| \gg |B_{44}|$.

4. Спектр поперечных МУ волн в точках потери устойчивости спектра и основного состояния

В точке потери устойчивости спектра $H = H_C$ (19) магнонные щели в спектре спиновых волн правой и левой круговой поляризации равны

$$\omega_{G+} = \omega_0 - \bar{\omega}_0, \quad \omega_{G-} = \omega_0 + \bar{\omega}_0, \quad (23)$$

а в точке потери устойчивости основного состояния $H = H_C^*$

$$\begin{aligned} \omega_{G+}^* &= \omega_0 - \sqrt{\omega_0^2 + \gamma^2 EK (K/4 - B_{44}) / 4C_{44}M_0^2}, \\ \omega_{G-}^* &= \omega_0 + \sqrt{\omega_0^2 + \gamma^2 EK (K/4 - B_{44}) / 4C_{44}M_0^2}. \end{aligned} \quad (24)$$

Поэтому в случае, когда условие устойчивости основного состояния нарушается раньше, чем спектра, т. е. имеет место спин-флоп переход, имеем

$$\omega_{G+}^* > \omega_{G+}, \quad \omega_{G-}^* < \omega_{G-}. \quad (25)$$

В противоположной ситуации, когда условие устойчивости спектра нарушается раньше, чем основного состояния, т. е. происходит смягчение спектра, имеем

$$\omega_{G+}^* > \omega_{G+}, \quad \omega_{G-}^* > \omega_{G-}. \quad (26)$$

В точке потери устойчивости спектра происходит его качественное изменение. Приближенное решение уравнения (8) дает для k следующие значения для частотных интервалов (рис. 3).

A3) $\omega < \omega_{G+} < \omega_{G-} - \omega_{G+}$. Здесь мы имеем квазиакустическую моду левой круговой поляризации с

$$k_- = \omega_{mc} \sqrt{\omega / [\omega_{G-} - \omega_{G+}]} / v_t \quad (27)$$

и квазимагнонную моду правой поляризации с

$$k_+ = [\omega + \omega_{G-} - \omega_{G+}]^{1/2} \sqrt{\omega / \omega_E \omega'_E} \omega_D / v_t. \quad (28)$$

B3) $\omega_{G+} < \omega < \omega_{G-} - \omega_{G+}$. В данном диапазоне существуют две квазиакустические моды правой и левой круговой поляризации с

$$k_{\pm} = \frac{\sqrt{\omega}}{v_t} \{ [\omega \mp \omega_{G+}] [\omega \pm \omega_{G-}] / [\omega \pm (\omega_{G-} - \omega_{G+})] \}^{1/2} \quad (29)$$

и одна квазимагнонная ветвь правой поляризации (28).

B3) $\omega_{G-} - \omega_{G+} < \omega < \omega_{G-}$. Здесь имеем квазиакустическую ветвь правой поляризации (29) и две квазимагнонные моды правой (28) и левой поляризации

$$k_- = [\omega - \omega_{G-} + \omega_{G+}]^{1/2} \sqrt{\omega / \omega_E \omega'_E} \omega_D / v_t. \quad (30)$$

Г3) $\omega > \omega_{G-}$. В этом случае существуют две квазимагнонные ветви правой (28) и левой (30) поляризации, а также две квазиакустические моды, поляризованные по правому и левому кругам (29). Отметим, что данные частотные

диапазоны реализуются в случае $\omega_0 > 3\omega_{mc}/2\sqrt{2}$, что выполняется для известных нам антиферромагнетиков [15].

Таким образом, при низких частотах (в диапазоне АЗ) происходит смягчение квазиакустической моды левой поляризации. Оно заключается в том, что частота данной моды $\sim k^2$. Возможность такого явления впервые показана Туровым и Шавровым [11-13]. Кроме того, щель в спектре квазимагнной моды правой поляризации исчезает и при низких частотах из (28) следует, что $\omega \sim k^2$.

5. Акустический эффект Фарадея

Акустический эффект Фарадея к настоящему времени детально изучен в ферромагнетиках [2, 16-22]. Наша цель — выяснить роль вращательных слагаемых в угле вращения (на единицу длины) $\theta = [k_+ - k_-]/2$ вдали и вблизи от точки потери устойчивости спектра.

Вдали от точки потери устойчивости спектра в случае магнитного поля $H > H_c$ получаем для угла вращения следующие формулы в частотных диапазонах.

А) $\omega < \omega_0 - \gamma H$. При $\omega_{mc}^2 \ll \bar{\omega}_0^2 - (\omega + \gamma H)^2$ имеем квадратичную зависимость от частоты и линейную по полю H

$$\theta = \gamma H \omega^2 \omega_{mc}^2 / v_t [\bar{\omega}_0^2 - (\omega + \gamma H)^2] [\bar{\omega}_0^2 - (\omega - \gamma H)^2]. \quad (31)$$

Б) $\bar{\omega}_0 - \gamma H < \omega < \omega_0 - \gamma H < \bar{\omega}_0 - \gamma H$. Здесь выполняется условие $k_+ > k_-$, поэтому угол вращения плоскости поляризации

$$\theta = [(\omega + \gamma H)^2 - \bar{\omega}_0^2]^{1/2} \omega_D / 2v_t \sqrt{\omega_E \omega_E'} \quad (32)$$

определяется обменным взаимодействием, а $\theta \sim \sqrt{\omega}$.

В) $\omega_0 - \gamma H < \omega < \bar{\omega}_0 + \gamma H$. Направление вращения меняется на противоположное по сравнению с (31) при возбуждении квазиакустических мод (12), (14)

$$\theta = -\gamma H \omega^2 \omega_{mc}^2 / v_t [\bar{\omega}_0^2 - (\omega - \gamma H)^2] [(\omega + \gamma H)^2 - \bar{\omega}_0^2]. \quad (33)$$

Если возбуждаются квазиакустическая (12) и квазимагнная (13) моды, то $k_+ > k_-$ и угол вращения определяется обменными силами (32).

Г) $\bar{\omega}_0 + \gamma H < \omega < \omega_0 + \gamma H$. При возбуждении квазиакустической (14) и квазимагнной (15) мод направление вращения изменяется на противоположное по сравнению с (32)

$$\theta = - [(\omega - \gamma H)^2 - \bar{\omega}_0^2]^{1/2} \omega_D / 2v_t \sqrt{\omega_E \omega_E'}. \quad (34)$$

Если происходит возбуждение двух квазимагнных мод (13), (15)

$$\theta \approx [1 + \bar{\omega}_0^2 / 2 (\omega^2 - \gamma^2 H^2)] \omega_D \gamma H / v_t \sqrt{\omega_E \omega_E'}, \quad (35)$$

то θ в первом приближении не зависит от частоты.

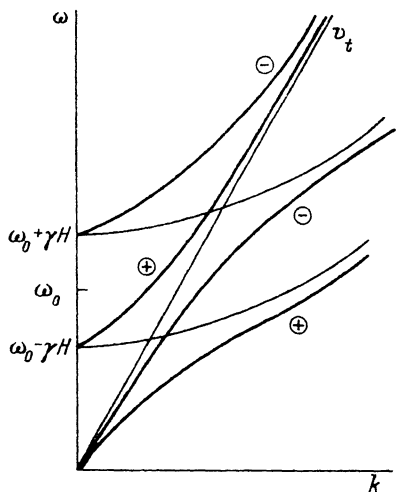


Рис. 3. Спектры поперечных МУ волн в точке потери устойчивости спектра.

Д) $\omega > \omega_0 + \gamma H$. При возбуждении двух квазиакустических ветвей (16) имеем аналог формулы (31), а для двух квазимагнонных (13), (15) справедлив результат (35). В случае $H = H_k$ среди перечисленных диапазонов отсутствует диапазон В.

При $H = H_k$ существуют следующие частотные диапазоны: А1) $\omega < \bar{\omega}_0 - \gamma H$, где справедлива формула (31); Б1) $\bar{\omega}_0 - \gamma H < \omega < \omega_0 + \gamma H < \omega_0 - \gamma H$, в котором угол вращения определяется обменными силами (32); В1) $\bar{\omega}_0 + \gamma H < \omega < \omega_0 - \gamma H$, где справедлива формула (35); Г1) $\omega_0 - \gamma H < \omega < \omega_0 + \gamma H$, в котором выполняются (34), (35); Д1) $\omega > \omega_0 + \gamma H$, где справедливы результаты для диапазона Д.

В случае $H = 0$ циркулярно-поляризованных мод нет. Поэтому акустический эффект Фарадея отсутствует.

В точке потери устойчивости спектра получаем для угла вращения плоскости поляризации следующее.

А3) $\omega < \omega_{G+} < \omega_{G-} - \omega_{G+}$. Здесь выполняется условие $k_+ > k_-$, поэтому угол вращения плоскости поляризации

$$\theta = [\omega + \omega_{G-} - \omega_{G+}]^{1/2} \sqrt{\omega/\omega_E \omega'_E} \omega_D / 2v_t \quad (36)$$

определяется обменным взаимодействием и $\sim \sqrt{\omega}$.

Б3) $\omega_{G+} < \omega < \omega_{G-} - \omega_{G+}$. При возбуждении двух квазиакустических мод

$$\theta = -\bar{\omega}_0 \omega_{mc}^2 / v_t [\omega_{G-} - \omega_{G+} - \omega] [\omega_{G-} - \omega_{G+} + \omega]. \quad (37)$$

Если происходит возбуждение квазиакустической и квазимагнонной мод, то угол вращения определяется обменными силами (36).

В3) $\omega_{G-} - \omega_{G+} < \omega < \omega_{G-}$. При возбуждении квазиакустической и квазимагнонной мод направление вращения меняется на противоположное по сравнению с (36)

$$\theta = -[\omega - \omega_{G-} + \omega_{G+}]^{1/2} \sqrt{\omega/\omega_E \omega'_E} \omega_D / 2v_t. \quad (38)$$

Если возбуждаются две квазимагнонные моды, то θ в первом приближении не зависит от частоты

$$\theta \approx \omega_D \bar{\omega}_0 / v_t \sqrt{\omega_E \omega'_E}. \quad (39)$$

Г3) $\omega > \omega_{G-}$. При возбуждении двух квазиакустических мод справедлива формула (38), а двух квазимагнонных — формула (39).

Таким образом, в точке потери устойчивости спектра происходит изменение частотной зависимости угла вращения плоскости поляризации при низких частотах с $\sim \omega^2$ на $\sim \sqrt{\omega}$.

В случае экстремально большой анизотропии $|K| > |B_{44}|$

$$\omega_{mc}^2 = \gamma^2 K^2 / 4v_t^2 \rho \chi_{\perp},$$

при $\omega < \bar{\omega}_0 - \gamma H$ из формулы (31) получаем

$$\theta = \omega^2 H \chi_{\perp} / 4\gamma v_t^3 \rho, \quad (40)$$

т. е. угол вращения вообще не зависит от магнитоупругой связи.

Итак, нами показано, что учет вращательно-инвариантных слагаемых в плотности термодинамического потенциала тетрагонального антиферромагнетика при условии его жесткого закрепления приводит к несовпадению условий ус-

тойчивости его основного состояния и спектра МУ волн. Определен спектр поперечных МУ волн в тетрагональном антиферромагнетике при их распространении по направлению вектора антиферромагнетизма. Установлено существование циркулярно-поляризованных волн правой и левой круговой поляризации при наличии внешнего магнитного поля. Последнее приводит к акустическому эффекту Фарадея. В точке потери устойчивости спектра изменяется частотная зависимость угла вращения плоскости поляризации с $\sim \omega^2$ на $\sim \sqrt{\omega}$. В ситуации экстремально большой анизотропии в рамках вращательно-инвариантной теории угол вращения плоскости поляризации при низких частотах не зависит от магнитоупругой связи.

В заключение выражается благодарность Е. А. Турову за постановку задачи и ее детальное обсуждение.

Список литературы

- [1] Барьяхтар В. Г., Туров Е. А. Электронная структура и электронные свойства металлов и сплавов / Под ред. В. Г. Барьяхтара. Киев: Наукова думка, 1988. С. 39—70.
- [2] Туров Е. А., Кайбичев И. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 138—143.
- [3] Туров Е. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 5. С. 1886—1893.
- [4] Туров Е. А. Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков. Свердловск, УрО АН СССР, 1989. 179 с.
- [5] Барьяхтар И. В., Иванов Б. А. // ФНТ. 1979. Т. 5. № 7. С. 759—771.
- [6] Андреев А. Ф., Марченко В. И. // УФН. 1980. Т. 130. № 1. С. 39—63.
- [7] Вонсовский С. В., Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
- [8] Пелетминский С. В. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. № 2(8). С. 452—457.
- [9] Савченко М. А. // ФТТ. 1964. Т. 6. № 3. С. 864—872.
- [10] Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967, 368 с.
- [11] Туров Е. А., Шавров В. Г. // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 427—462.
- [12] Дикштейн И. Е., Туров Е. А., Шавров В. Г. Динамические и кинетические свойства магнетиков / Под ред. Вонсовского С. В., Турова Е. А. М.: Наука, 1986. С. 68—103.
- [13] Туров Е. А., Луговой А. А., Бучельников В. Д., Кузавко Ю. А., Шавров В. Г., Ян О. В. // ФММ. 1988. Т. 66. № 1. С. 12—23.
- [14] Барьяхтар В. Г., Витебский И. М., Лавриненко Н. М., Соболев В. Л. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 3. С. 1111—1117.
- [15] Яковлева Т. В. Антиферромагнетики. Статические и динамические свойства. М.: Наука, 1968. 50 с.
- [16] Kittel C. // Phys. Rev. 1958. V. 110. N 4. P. 836—841.
- [17] Bömmel H., Dransfeld K. // Bull. Amer. Phys. Soc. 1960. V. 5. N 5. P. 357.
- [18] Matthews H., Le Cray R. C. // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8. N 10. P. 397—399.
- [19] Le Crau R. C., Comstock R. L. // Physical Acoustics. V. 3. Part B / Ed. W. P. Mason. N. Y.: Academic Press, 1965. P. 127—199.
- [20] Леманов В. В. Физика магнитных диэлектриков / Под ред. Г. А. Смоленского. Л.: Наука, 1974. С. 284—355.
- [21] Maugin G. A., Pouget J. // Int. J. Eng. Sci. 1981. V. 19. P. 479—493.
- [22] Motogi S. // Phys. Stat. Sol. (A). 1986. V. 95. N 1. P. 197—208.

Уральский политехнический институт
им. С. М. Кирова
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
20 ноября 1991 г.
В окончательной редакции
25 августа 1992 г.