

ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ЗВУКА В ТЕТРАГОНАЛЬНЫХ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

© В.В.Меньшенин

Институт физики металлов Уральского отделения
Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия
(Поступила в Редакцию 28 июля 1995 г.
В окончательной редакции 1 декабря 1995 г.)

В тетрагональных антиферромагнетиках с центром антисимметрии, обладающих магнитоэлектрическими свойствами, рассмотрено вынужденное комбинационное рассеяние квазимонохроматических упругих волн, обусловленное эффективным упругим ангармонизмом магнитоупругого происхождения, с учетом магнитоэлектрического эффекта. Указаны процессы, где основную роль играют такие эффективные ангармонические модули, на величину которых оказывает влияние не только магнитное, но и электрическое поле. Для этих процессов мы нашли точные решения для амплитуд взаимодействующих волн, считая их медленно меняющимися функциями координат и времени. Показано, что вблизи ориентационных фазовых переходов система неустойчива относительно распада продольных звуковых волн на две поперечные волны.

На акустические свойства тетрагональных антиферромагнетиков с центром антисимметрии, обладающих магнитоэлектрическими свойствами, может влиять не только магнитное поле \mathbf{H} , но и, как показано в работах [1,2], электрическое поле \mathbf{E} . В этих работах исследована зависимость скорости упругих волн, акустического двулучепреломления и эффективного ангармонизма от электрического и магнитного полей в области частот, значительно меньших наименьшей частоты антиферромагнитного резонанса. При таких частотах векторы антиферромагнетизма \mathbf{L} , намагниченности \mathbf{M} и поляризации \mathbf{P} квазиравновесным образом следуют за упругими деформациями e_{ij} . Это обстоятельство позволяет записать полный термодинамический потенциал, включающий в себя магнитный, электрополяризационный, упругий, антиферромагнитоупругий и магнитоэлектрический (МЭ) вклады, в виде эффективного упругого термодинамического потенциала [1,2]. Эффективные упругие $\tilde{C}_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = 1, \dots, 6$) и ангармонические $C_{\alpha\beta\gamma}$ модули в этом потенциале содержат перенормировки, зависящие от магнитоупругого (МУ) и МЭ-взаимодействий. Более того, в тетрагональных антиферромагнетиках с обменной магнитной структурой (ОМС) [3], нечетной относительно оси четвертого порядка, среди $\tilde{C}_{\alpha\beta\gamma}$ появляются новые эффективные модули, которые отличны от нуля только в том случае,

Когда к образцу одновременно приложены электрическое и магнитное поля. Существенным является то обстоятельство, что вблизи ориентационных фазовых переходов (ОФП), обусловленных полями \mathbf{E} и \mathbf{H} , эффективный ангармонизм может стать гигантским [2].

К настоящему времени в centrosимметричных антиферромагнетиках экспериментально и теоретически исследовано большое число нелинейных акустических явлений [4-6]. Целью данной работы является изучение особенностей нелинейных трехчастотных взаимодействий квазиупругих волн в тетрагональных centroантисимметричных антиферромагнетиках в зависимости от типа обменной магнитной структуры.

1. Уравнения движения

Исследуем нелинейные взаимодействия квазимонохроматических волн в легкоосных тетрагональных антиферромагнетиках с ОМС, четной и нечетной относительно оси четвертого порядка, при $\mathcal{L} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{H} \parallel 4_z$, которые могут наблюдаться благодаря гигантскому эффективному ангармонизму. Расчеты проведем в модели двух подрешеток с постоянными по модулю намагниченностями $M_1 = M_2 = M_0$, в которой продольная (относительно вектора антиферромагнетизма) магнитная восприимчивость $\chi_{\parallel} = 0$. Применимость этой модели ограничена областью достаточно низких температур.

1) Обменная магнитная структура $\bar{1}(-)4_z(-)2_d(-)$. Будем рассматривать здесь и далее только низкие частоты $\omega \ll \omega_{\text{AFMR}}$, где ω_{AFMR} — низшая частота АФМР. В этой области частот эффективный упругий термодинамический потенциал \tilde{F}_{el} может быть получен из полного термодинамического потенциала F системы следующим образом. Сначала произведем минимизацию суммы $\tilde{F}_{M,P}$ магнитного, электрополяризационного и магнитоэлектростатического вкладов в F по M и P . Тогда $\tilde{F}_{M,P}$ можно записать в виде некоторой эффективной энергии анизотропии, зависящей от величин $l = \mathcal{L}/2M_0$. Минимизируя далее совместно $\tilde{F}_{M,P}$ и антиферромагнитоупругий вклад в F по l_i , найдем динамические значения $l_i = f(e_{ij})$, вызванные акустическими деформациями e_{ij} . В результате этого F можно записать как эффективный упругий термодинамический потенциал \tilde{F}_{el} , который в данном случае равен

$$\begin{aligned} \tilde{F}_{\text{el}} = & \frac{1}{2}C_{11}(e_{xx}^2 + e_{yy}^2) + C_{12}e_{xx}e_{yy} + C_{13}(e_{xx} + e_{yy})e_{zz} + \frac{1}{2}C_{33}e_{zz}^2 + \\ & + \tilde{C}_{44}(e_{xz}^2 + e_{yz}^2) + 2(\tilde{C}_{55} - \tilde{C}_{44})e_{xz}e_{yz} + \tilde{C}_{55}(e_{xz}^2 + e_{yz}^2) + 2C_{66}e_{xy}^2 + \\ & + 2\tilde{C}_{144}[e_{xx}(e_{yz})^2 + e_{yy}(e_{xz})^2] + 2\tilde{C}_{155}[e_{xx}(e_{xz})^2 + e_{yy}(e_{yz})^2] + \\ & + 8\tilde{C}_{456}e_{yz}e_{xz}e_{xy} + \tilde{C}_{145}[e_{xx}e_{yz}e_{xz} + e_{yy}e_{yz}e_{xz}] + \tilde{C}_{644}e_{xy}[(e_{yz})^2 + (e_{xz})^2] + \\ & + 2\tilde{C}_{344}e_{zz}[(e_{yz})^2 + (e_{xz})^2] + \tilde{C}_{345}e_{zz}e_{yz}e_{xz} + \dots \end{aligned} \quad (1)$$

В равенстве (1) слагаемые, обозначенные точками, представляют собой нелинейные члены, ангармонические модули третьего порядка

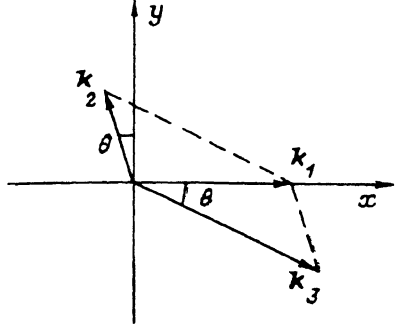


Рис. 1. Условия синхронизма для волновых векторов в трехчастотных процессах при $|k_2| \neq |k_3|$.

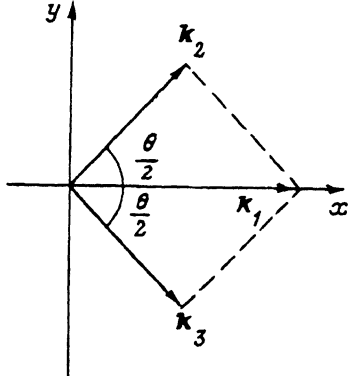


Рис. 2. Условия синхронизма для волновых векторов взаимодействующих волн в антиферромагнетиках с ОМС $\bar{1}(-)4_z(+)_2d(-)$ при $|k_2| = |k_3|$.

которых не перенормированы благодаря МУ- и МЭ-взаимодействиям. Эффективные упругие модули $\tilde{C}_{\alpha\beta}$ получены в [1], а эффективные ангармонические модули $\tilde{C}_{\alpha\beta\gamma}$ и их зависимость от электрического \mathbf{E} и магнитного поля \mathbf{H} найдены в [2].

Рассмотрим теперь процесс трехчастотного взаимодействия продольной квазимонохроматической волны $\mathbf{u}^{(1)}$ с несущей частотой ω_1 и волновым вектором $\mathbf{k}_1 \parallel x$ с двумя поперечными квазимонохроматическими волнами с поляризациями $\mathbf{u}^{(2)} \parallel \mathbf{u}^{(3)} \parallel z$ и несущими частотами ω_2 и ω_3 . Для того чтобы этот процесс был связан с эффективными модулями $\tilde{C}_{144}, \tilde{C}_{155}, \tilde{C}_{145}$, необходимо, чтобы векторы \mathbf{k}_2 и \mathbf{k}_3 были направлены под углами $\theta + \pi/2$ и $-\theta$ соответственно к оси x в плоскости xy (рис. 1).

Условиям синхронизма

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3, \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3, \quad (2)$$

представляющим собой законы сохранения энергии и квазиимпульса фононов, можно удовлетворить, если справедливы равенства

$$k_1 = k_3 \cos \theta - k_2 \sin \theta, \quad k_3 \sin \theta = k_2 \cos \theta, \quad \sin 2\theta = \frac{2C_{11} - \tilde{C}_{44} - \tilde{C}_{55}}{2C_{11} - \tilde{C}_{55} + \tilde{C}_{44}},$$

$$\omega_{2,3} = \omega_1 \left[\frac{2C_{11} - \tilde{C}_{55} + \tilde{C}_{44} \mp 2\sqrt{(2C_{11} - \tilde{C}_{55})\tilde{C}_{44}}}{4[2C_{11} - \tilde{C}_{55}]} \right]^{1/2}, \quad \omega_1 = (C_{11}/\rho_0)^{1/2} k_1. \quad (3)$$

Запишем решения нелинейных динамических уравнений

$$\rho_0 \frac{d^2 u_i}{dt^2} = \frac{\partial}{\partial x_n} \left\{ \frac{\partial \tilde{F}_{e1}}{\partial (\partial u_i / \partial x_n)} \right\}, \quad i = 1, 3, \quad n = 1, 2, \quad x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad (4)$$

где \vec{F}_e — плотность среды до деформации, ρ_0 — плотность среды до деформации, u — смещение точки среды из положения равновесия в виде

$$u^{(1)} = \frac{1}{2} \left[u_1^{(1)}(x, t) \exp\{i(k_1 x - \omega_1 t)\} + \text{c.c.} \right],$$

$$u^{(2)} = \frac{1}{2} \left[u_3^{(2)}(x, y, t) \exp\{i(-k_2 \sin \theta x + k_2 \cos \theta y - \omega_2 t)\} + \text{c.c.} \right],$$

$$u^{(3)} = \frac{1}{2} \left[u_3^{(3)}(x, y, t) \exp\{i(k_3 \cos \theta x - k_3 \sin \theta y - \omega_3 t)\} + \text{c.c.} \right]. \quad (5)$$

Будем в дальнейшем считать, что амплитуды волн являются медленно меняющимися функциями координат и времени, т.е. справедливы соотношения

$$\frac{\partial^2 u_1^{(1)}}{\partial t^2} \ll \omega_1 \frac{\partial u_1^{(1)}}{\partial t} \ll \omega_1^2 u_1^{(1)}, \quad \frac{\partial^2 u_1^{(1)}}{\partial x^2} \ll k_1 \frac{\partial u_1^{(1)}}{\partial x} \ll k_1^2 u_1^{(1)} \quad (6)$$

и аналогичные для амплитуд $u_3^{(2)}, u_3^{(3)}$.

Подставляя решения (5) в уравнения (4) и используя условия синхронизма (2), а также соотношения (3), получим уравнения, описывающие изменение огибающих $u_1^{(1)}, u_3^{(2)}, u_3^{(3)}$ волновых пакетов в пространстве и во времени. Эти уравнения записываются следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1^{(1)}}{\partial t} &= \Psi_1 u_3^{(2)} u_3^{(3)}, \quad \frac{\partial u_3^{(2)}}{\partial t} + v_2^{(1)} \frac{\partial u_3^{(2)}}{\partial x'} + v_2^{(2)} \frac{\partial u_3^{(2)}}{\partial y} = -\Psi_2 u_1^{(1)} (u_3^{(3)})^*, \\ \frac{\partial u_3^{(3)}}{\partial t} + v_3^{(1)} \frac{\partial u_3^{(3)}}{\partial x'} + v_3^{(2)} \frac{\partial u_3^{(3)}}{\partial y} &= -\Psi_3 u_1^{(1)} (u_3^{(2)})^*, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= \xi \left[\tilde{C}_{145} - (\tilde{C}_{144} + \tilde{C}_{155}) \sin 2\theta - 2C_{11} \sin 2\theta \right] / \omega_1, \quad \xi = \frac{k_1 k_2 k_3}{16\rho_0}, \\ \Psi_2 &= \xi \left[\tilde{C}_{145} - (\tilde{C}_{144} + \tilde{C}_{155}) \sin 2\theta \right] / \omega_2, \\ \Psi_3 &= \xi \left[\tilde{C}_{145} - (\tilde{C}_{155} - \tilde{C}_{144}) \frac{\sin 2\theta}{2} \right] / \omega_3. \end{aligned} \quad (8)$$

Равенства (7) записаны в подвижной системе координат, движущейся со скоростью $v_1 = \partial\omega_1/\partial k_1$ относительно лабораторной системы, при этом

$$x' = x - v_1 t, \quad v_i^{(1)} = v_{ix} - v_1, \quad v_i^{(2)} = v_{iy}, \quad i = 2, 3, \quad (9)$$

где v_{ix} и v_{iy} — компоненты групповых скоростей \mathbf{v}_i ($i = 2, 3$) поперечных волн

$$v_{ix} = \partial\omega_i/\partial k_{ix}, \quad v_{iy} = \partial\omega_i/\partial k_{iy}, \quad i = 2, 3. \quad (10)$$

Пожалем, что в системе уравнений (7) применим метод обратной задачи рассеяния. Для этого представим (7) в виде операторного равенства [7]

$$\frac{\partial}{\partial t} A - \frac{\partial}{\partial y} [N, S] = -i[A, T]. \quad (11)$$

В равенстве (11) два линейных с переменными коэффициентами оператора A и T имеют вид

$$A = iR \frac{\partial}{\partial x} + [R, S], \quad T = iN \frac{\partial}{\partial x} + [N, S], \quad (12)$$

где

$$R = \begin{bmatrix} r_1 & 0 & 0 \\ 0 & r_2 & 0 \\ 0 & 0 & r_3 \end{bmatrix}, \quad N = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & n & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} 0 & D_1 q_1 & D_2 q_0 \\ -D_1 q_1^* & 0 & D_3 q_2 \\ -D_2 q_3^* & -D_3 q_2^* & 0 \end{bmatrix}, \quad (13)$$

а r_i ($i = 1, 2, 3$) и n — произвольные константы. Для того чтобы уравнение (11) было эквивалентно системе (7), в матрицах (13) нужно принять $n > 0$, $r_1 < r_2 < r_3 < 0$, а

$$D_1 = \sqrt{\Psi_1 \Psi_2}, \quad D_2 = -i\sqrt{\Psi_2 \Psi_3}, \quad D_3 = \sqrt{\Psi_1 \Psi_3}, \quad q_1 = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{r_2 - r_3}{r_1 - r_3}} u_3^{(3)},$$

$$q_0 = \frac{\sqrt{(r_1 - r_2)(r_2 - r_3)}}{n(r_1 - r_3)} u_1^{(1)}, \quad q_2 = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{r_1 - r_2}{r_1 - r_3}} u_3^{(2)} \quad (14)$$

Константы n и r_i ($i = 1, 2, 3$) связаны с величинами $v_i^{(1,2)}$ ($i = 2, 3$) соотношениями

$$v_2^{(1)} = -\frac{nr_3}{r_1 - r_3}, \quad v_2^{(2)} = -\frac{n}{r_2 - r_3}, \quad v_3^{(1)} = \frac{r_1 n}{r_1 - r_2}, \quad v_3^{(2)} = \frac{n}{r_1 - r_2}. \quad (15)$$

В соотношениях (14) предполагалось, что величины Ψ_i ($i = 1, 2, 3$) положительны.

Поскольку процедура нахождения решений системы уравнений (7) совпадает теперь с приведенной в [7], то запишем сразу простейшее частное решение для огибающих волновых пакетов

$$u_1^{(1)} = \frac{n(r_1 - r_3)}{\{\Psi_2 \Psi_3 (r_1 - r_3)(r_2 - r_3)\}^{1/2} \Delta} F(x' - r_1 y, z) Q(x' - r_3 y, z),$$

$$u_3^{(3)} = \frac{in}{\Delta} \sqrt{\frac{r_1 - r_3}{(r_2 - r_3)\Psi_1 \Psi_2}} F(x' - r_1 y, z) \Phi(x' - r_2 y - nt, z),$$

$$u_3^{(2)} = \frac{in}{\Delta} \sqrt{\frac{r_1 - r_3}{(r_1 - r_2)\Psi_1 \Psi_3}} \Phi^*(x' - r_2 y - nt, z) Q(x' - r_3 y, z) \int_{-\infty}^{x' - r_1 y} |F(s, z)|^2 ds,$$

$$\Delta = 1 + \int_{-\infty}^{x'-r_1y} |F(s, z)|^2 ds \left[\int_{x'-r_2y-nt}^{\infty} |\Psi(s, z)|^2 ds + \int_{x'-r_3y}^{\infty} |Q(s, z)|^2 ds \right]. \quad (16)$$

Решения (16) записаны в подвижной системе координат (x', y, z) . Функции $F(x' - r_1y, z)$, $Q(x' - r_3y, z)$, $\Phi(x' - r_2y - nt)$ являются произвольными функциями своих аргументов с тем ограничением, что непрерывны их первые производные по x', y, t .

Для вычисления интенсивностей взаимодействующих волн до и после взаимодействия в асимптотических пределах $t \rightarrow \pm\infty$ введем обозначения [7]

$$\int_{-\infty}^{\infty} |F(s, z)|^2 ds = I_1(z), \quad \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi(s, z)|^2 ds = I_2(z), \quad \int_{-\infty}^{\infty} |Q(s, z)|^2 ds = I_3(z). \quad (17)$$

Используя обозначения (17), в пределе $t \rightarrow -\infty$ для интенсивностей I_1, I_2, I_3 волновых пакетов $u^{(1)}, u^{(2)}, u^{(3)}$ получим выражения

$$I_1^- = \int_{-\infty}^{\infty} |u_1^{(1)-}|^2 dr' = \frac{q}{\Psi_2 \Psi_3} \int_{-\infty}^{\infty} \ln[1 + I_1(z)I_3(z)] dz, \quad q = n^2(r_1 - r_3)/(r_1 - r_2)(r_2 - r_3),$$

$$I_3^- = \int_{-\infty}^{\infty} |u_3^{(3)-}|^2 dr' = \frac{q}{\Psi_1 \Psi_2} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \left(1 + \frac{I_1(z)I_2(z)}{1 + I_1(z)I_3(z)} \right) dz,$$

$$I_2^- = \int_{-\infty}^{\infty} |u_3^{(2)-}|^2 dr' = 0. \quad (18)$$

Из равенств (18) следует, что при $t \rightarrow -\infty$ решения (16) распадаются на волновой пакет $u^{(1)}$ и пакет $u^{(3)}$.

В пределе $t \rightarrow +\infty$ для интенсивностей квазимонохроматических волн имеем

$$I_1^+ = \frac{q}{\Psi_2 \Psi_3} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \left(1 + \frac{I_1(z)I_3(z)}{1 + I_1(z)I_2(z)} \right) dz, \quad I_3^+ = \frac{q}{\Psi_1 \Psi_2} \int_{-\infty}^{\infty} \ln[1 + I_1(z)I_2(z)] dz,$$

$$I_2^+ = \frac{q}{\Psi_1 \Psi_3} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \ln[1 + I_1(z)I_2(z)] dz - \int_{-\infty}^{\infty} \ln \left(1 + \frac{I_1(z)I_2(z)}{1 + I_1(z)I_3(z)} \right) dz \right). \quad (19)$$

Для анализа равенств (18), (19) предположим аналогично [7], что для величин $I_i(z)$ выполняются соотношения $I_1(z), I_3(z) > 1$, $I_1(z) \gg I_2(z), I_3(z)$. Эти соотношения означают, что продольная волна $u^{(1)}$ является накачкой, т.е. ее интенсивность значительно превышает

интенсивности других волн при $t \rightarrow -\infty$, так как $I_1^- \gg I_2^-, I_3^-$. При выполнении указанных неравенств для $I_i(z)$ из (18), (19) следует, что $I_1^+ \ll I_1^-$, т.е. в результате взаимодействия продольная волна накачки почти полностью распадается на две поперечные волны. В этом случае происходит усиление волны $u^{(3)}$, поскольку $I_2^+ \gg I_2^-$ и, кроме того, возбуждается волна $u^{(2)}$, так как, согласно (19), ее интенсивность при $t \rightarrow +\infty$ отлична от нуля.

Если для $I_i(z)$ ($i = 1, 2, 3$) справедливы условия $I_1(z), I_2(z) > 1$, $I_2(z) \gg I_1(z), I_3(z)$, то волной накачки в этом случае является $u^{(3)}$. Однако поскольку теперь $I_3^+ > I_3^-$, то здесь будет происходить не распад, а усиление волны накачки. Это усиление происходит за счет распада волны $u^{(1)}$. В результате этого распада генерируется также и волна $u^{(2)}$.

2) Обменная магнитная структура $\bar{1}(-)4_z(+)_2d(-)$. Для антиферромагнетиков с этой обменной магнитной структурой эффективный упругий термодинамический потенциал \tilde{F}_{e1} отличается от (1) тем, что $\tilde{C}_{145} = \tilde{C}_{345} = \tilde{C}_{644} = 0$.

Исследуем теперь в таких антиферромагнетиках распад продольной квазимонохроматической волны $u^{(1)}$ с несущей частотой ω_1 и характеристическим волновым вектором $\mathbf{k}_1 \parallel x$ на две поперечные квазимонохроматические волны с поляризациями $\mathbf{u}^{(2)} \parallel \mathbf{u}^{(3)} \parallel z$ и несущими частотами ω_2 и ω_3 . Однако теперь характеристические векторы \mathbf{k}_2 и \mathbf{k}_3 будем считать равными по модулю и направленными под углами $\pm\theta/2$ к оси x в плоскости xy (рис. 2). Этот процесс обусловлен эффективными ангармоническими модулями \tilde{C}_{144} и \tilde{C}_{155} . Анализ условий синхронизма для этого случая проведен в [2].

Решения нелинейных динамических уравнений (4) для рассматриваемого процесса будем искать в виде

$$u^{(1)} = \frac{1}{2} \left[u_1^{(1)'}(x, t) \exp\{i(k_1 x - \omega_1 t)\} + \text{c.c.} \right],$$

$$u^{(2)} = \frac{1}{2} \left[u_3^{(2)'}(x, y, t) \exp \left\{ i \left(k \cos \frac{\theta}{2} x + k \sin \frac{\theta}{2} y - \omega_2 t \right) \right\} + \text{c.c.} \right],$$

$$u^{(3)} = \frac{1}{2} \left[u_3^{(3)'}(x, y, t) \exp \left\{ i \left(k \cos \frac{\theta}{2} x - k \sin \frac{\theta}{2} y - \omega_3 t \right) \right\} + \text{c.c.} \right], \quad (20)$$

причем огибающие пакетов $u_1^{(1)'}$ и $u_3^{(2,3)'}$ снова считаем медленно меняющимися функциями координат и времени. Тогда для $u_1^{(1)'}$, $u_3^{(2,3)'}$ аналогично тому, как это было сделано в предыдущем подразделе, получим выражения, которые можно записать из равенств (16), если положить в них $r_2 = 0$, $r_1 = -r_3$ и считать, что $r_1 > 0$, $n < 0$, а коэффициенты нелинейного взаимодействия имеют вид

$$\Psi_1 = \frac{k_1^2 k^2}{16\omega_1 \rho_0} \left[\tilde{C}_{144} \sin^2 \frac{\theta}{2} - \tilde{C}_{155} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right],$$

$$\Psi_2 = \Psi_3 = \frac{k_1 k}{\sqrt{C_{44} \rho_0}} \left[\tilde{C}_{144} \sin^2 \frac{\theta}{2} + \tilde{C}_{155} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad k = |k_2| = |k_3|.$$

Выражения для интенсивностей усиливаемой $u^{(3)}$ и возбуждаемой $u^{(2)}$ волны находятся при этом из (19) путем той же замены, что и выше.

2. Обсуждение результатов

Отметим прежде всего, что в области ориентационных фазовых переходов значительно возрастают по величине эффективные ангармонические модули $\tilde{C}_{\alpha\beta\gamma}$ и становится существенной их зависимость от магнитного и электрического полей [2]. В связи с этим представляет интерес анализ поведения полученных выше решений для амплитуд и интенсивностей волн вблизи ОФП.

Рассмотрим, например, процесс для антиферромагнетиков с ОМС, нечетной относительно оси четвертого порядка. Обратим прежде всего внимание на то, что в равенствах (18), (19) коэффициенты нелинейного взаимодействия Ψ_i ($i = 1, 2, 3$) стоят в знаменателях. Вблизи ОФП абсолютная величина коэффициентов Ψ_i резко возрастает, так как они зависят от модулей \tilde{C}_{144} , \tilde{C}_{155} , \tilde{C}_{145} , которые могут достигать в этом случае гигантских значений ($\sim 10^{17}$ erg/cm³) [2]. Будем теперь считать в указанных выше равенствах функции F , Q , Φ одинаковыми как вблизи ОФП, так и вдали от него. Тогда, как видно из полученных решений, в окрестности ОФП нелинейные трехчастотные процессы могут происходить при значительно меньших интенсивностях и амплитудах волн, нежели вдали от спиновой переориентации. Это означает, что вблизи ОФП система становится неустойчивой относительно распада продольной упругой квазимонохроматической волны на две поперечные упругие волны. Оценка максимальной амплитуды волны накачки, необходимой для реализации процесса вблизи ОФП, при тех же значениях величины полей E и H , эффективных упругих модулей $\tilde{C}_{\alpha\beta}$, $\tilde{C}_{\alpha\beta\gamma}$, что и в [2], и в предположении, что $\omega_1 \sim 2\pi \cdot 10^8$ Hz, $\rho_0 \sim 5$ ($|F(x' - r_1 y, z)||Q(x' - r_3 y, z)|/\Delta)_{\max} \sim 1$, дает $|u_1^{(1)}|_{\max} \sim 10^{-12}$ см. Аналогичная оценка для амплитуды $|u_1^{(1)}|_{\max}$ вдали от ОФП показывает, что $|u_1^{(1)}|_{\max} \sim 10^{-8}$ см. Ясно, что в последнем случае рассматриваемый процесс экспериментально реализовать достаточно сложно. Таким образом, можно сказать, что вблизи ОФП в пренебрежении затуханием рассматриваемый процесс оказывается эффективным, так как распадная неустойчивость продольной квазимонохроматической волны имеет место уже при малых амплитудах взаимодействующих волн.

Вышеприведенные особенности взаимодействия двумерных квазимонохроматических волн имеют отношение к антиферромагнетикам с ОМС, как четной, так и нечетной относительно оси четвертого порядка. Укажем теперь, к чему приводит различие ОМС. Заметим прежде всего, что в антиферромагнетиках с ОМС, нечетной относительно оси четвертого порядка, при $E \neq 0$, $H \neq 0$ появляются, как показано в [2], новые эффективные модули упругости \tilde{C}_{145} , \tilde{C}_{245} , \tilde{C}_{345} , \tilde{C}_{644} , \tilde{C}_{655} , обусловленные не только МУ-, но и МЭ-взаимодействиями. Поэтому процессы, связанные, например, с наличием \tilde{C}_{145} , можно наблюдать

лишь в таких антиферромагнетиках. К ним относятся, например, соединения Cr_2WO_6 и V_2WO_6 [1,3]. Трехчастотное взаимодействие волн, при котором может оказаться важным появление у системы модуля \tilde{C}_{145} , рассмотрено в первом подразделе раздела 2. Однако, как видно из (8), на это взаимодействие также оказывают влияние модули \tilde{C}_{144} и \tilde{C}_{155} . Существенным здесь является то, что на величине модулей \tilde{C}_{144} , \tilde{C}_{155} более сильно сказывается изменение магнитного поля, нежели электрического. Изменение величины электрического поля радикально влияет на значение \tilde{C}_{145} [2]. Поэтому заметное различие интенсивностей возбуждаемых волн при одной и той же интенсивности накачки и неизменном магнитном поле \mathbf{H} , но при различных приложенных к образцу полях \mathbf{E} может служить экспериментальным подтверждением существования эффективного модуля \tilde{C}_{145} .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 93-02-14026).

Список литературы

- [1] Туров Е.А., Меньшенин В.В., Николаев В.В. ЖЭТФ 104, 6, 4157 (1993).
- [2] Меньшенин В.В., Туров Е.А. ЖЭТФ. В печати (1995).
- [3] Туров Е.А. УФН 164, 3, 325 (1994).
- [4] Ожогин В.И., Преображенский В.Л. УФН 155, 4, 593 (1988).
- [5] Лебедев А.Ю., Ожогин В.И., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю. ЖЭТФ 85, 3, 1059 (1983).
- [6] Лебедев А.Ю., Ожогин В.И., Якубовский А.Ю. Письма в ЖЭТФ 34, 1, 22 (1981).
- [7] Захаров В.Е. ДАН СССР 228, 6, 1314 (1976).