*Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 6, стр. 320 – 323* **20 марта 1976 г.**

# НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРИ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ НАКАЧКЕ В ПОЧТИ ИЗОТРОПНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

*В.Л.Покровский, С.В.Фомичев*

Выведено уравнение нелинейной динамики слабоанизотропных ферродиэлектриков при параллельной накачке. Найден новый тип неустойчивости.

Детально исследованный как теоретически [1], так и экспериментально [2], параметрический резонанс в магнетиках возникает в области частот $\omega > \omega_0 = 2gH$. Здесь $H$ – магнитное поле, $g$ – гиромагнитное отношение. Цель настоящего сообщения – указать возможность неустойчивости совершенно другого типа, не связанной с распадом электромагнитной волны на две спиновые. Новая неустойчивость возникает при частотах $\omega << \omega_0$.

Рассмотрим ферродиэлектрик во внешнем однородном переменном во времени магнитном поле $\mathbf{H}(t)$, направленном вдоль оси легкого намагничения. Предположим, что характерная частота изменения поля $\omega$ удовлетворяет условию

$$\tau_{sp} << \omega^{-1} << \tau_{dd}\,, \qquad (1)$$

где $\tau_{sp}$ – время спин-фононной релаксации без изменения момента, а $\tau_{dd}$ – время релаксации момента за счет диполь-дипольного взаимодействия. Существование такой области частот гарантировано для ферродиэлектриков, у которых температура Кюри $T_C$ больше или порядка дебаевской [3]. Наиболее сильным является обменное взаимодействие, которое приводит к установлению теплового равновесия в газе спиновых волн, не меняя их числа. Затем спин-фононное взаимодействие приводит температуру спиновой системы к температуре решетки $T$, снова не меняя момента. Наконец, слабое диполь-дипольное взаимодействие приводит к медленному изменению момента. Только этот процесс и будет рассмотрен. Удобно ввести фиктивное магнитное поле $H'(t)$, связав его с моментом $M(t)$ соотношением:

$$M(t) = M_0(H')\,, \qquad (2)$$

где $M_0(H')$ – момент как функция поля в состоянии равновесия. Поля $H$ и $H'$ считаются малыми по сравнению с полем насыщения. Уравнение движения для $H'$ имеет вид

$$\chi_0(H')\frac{dH'}{dt} = Af\left(\frac{H'}{H}\right), \qquad (3)$$

где $A$ – величина, не зависящая от $H$ и $H'$,

$$\chi_o = \frac{\partial M_o}{\partial H'}, \quad f(x) = \operatorname{sgn} x(1-x) \iint\limits_{\substack{uv \geqslant 1/4 \\ u,\, v \geqslant 0}}^{\infty} \frac{du\,dv\,(4 + {}^{3}/_{uv})}{(u+|x|)(v+|x|)(u+v+|x|+\operatorname{sgn}x)}. \tag{4}$$

Уравнение (3) получено из кинетического с использованием известного вида [4] диполь-дипольного интеграла соударении. В линейном приближении по $H' - H$ уравнение движения было получено Кагановым и Цукерником [5]. Вывод уравнения (3) будет приведен в подробном сообщении. Неплохой аппроксимацией функции $f(x)$ является дробно-линейная

$$f(x) \approx \operatorname{sgn} x\,(1-x)\frac{a}{1+b\,|x|}, \tag{5}$$

$a = 37{,}4$, $b = 5{,}68$ при $x > 0$ и $a = 156$, $b = 23{,}7$ при $x < 0$. Точность аппроксимации (5) около 10%. Значения при $x = 0$, $x = 1$ и асимптотика при $x \to \infty$ точные. Здесь предполагалось, что **H** и **M** направлены одинаково. Уравнение (3) не теряет смысла и при противоположно направленных **H** и **M**($x < 0$), если только $H'$ отлично от нуля. Это означает, что при внезапном изменении направления поля момент сначала, не меняя направления, дойдет до своего спонтанного значения ($H' = 0$), а затем, не меняя величины, повернется до нужного направления.

В настоящем сообщении мы рассмотрим решение уравнения (3) лишь в одном частном случае, когда поле $H(t)$ может быть представлено в виде

$$H(t) = \overline{H} + h\cos\omega t, \tag{6}$$

причем $\omega\tau_{dd} >> 1$. В этом случае момент за период не успевает существенно измениться. Возможны стационарные состояния системы $H' =$ $=$ const, положения которых определяются, согласно (3), уравнением

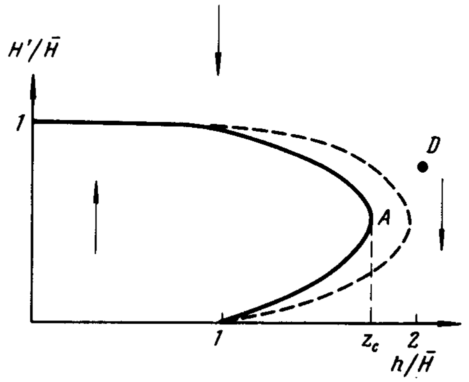
$$\overline{f(H'/H)} = 0. \tag{7}$$

Черта означает усреднение за период. Используя аппроксимацию (5), находим в случае $h \leqslant H$:

$$\frac{H'}{\overline{H}} = \frac{b \pm \sqrt{(b+1)^2 - (2b+1)\,{}^{h^2}/_{\overline{H}^2}}}{2b+1}, \quad (b = 5{,}68). \tag{8}$$

В области $h \geqslant \overline{H}$ зависимость $H'/\overline{H}$ от $h/\overline{H}$ выглядит более сложно. Анализ показывает, что график, изображающий эту зависимость, лежит вблизи параболы (8) (рис. 1). В области, лежащей между сплошной кривой и осями координат, ${}^{dH'}/_{dt} > 0$, в оставшейся части квадранта $dH'/dt$ отрицательна. Поэтому верхняя часть кривой от 1 до $A$ соответствует устойчивым стационарным состояниям. Из рис. 1 видно, что существует критическое значение отношения $z = H'/\overline{H}$, так что при

$z > z_c$ магнетик не приходит в стационарное состояние. Если выключить переменное поле за столь малое время, чтобы момент не успел измениться, то можно в принципе попасть в любую точку плоскости рис. 1. Дальнейшее движение показано на рис. 1 стрелками. В области неустойчивости (точка $D$) магнетик сначала доходит до значения $H' = 0$, а затем момент начинает хаотически вращаться. Движение момента в стадии "турбулентности", разумеется, не описывается уравнением (3). Интересно, что и на пороге неустойчивости $z = z_c$ состояние системы изменяется скачком, переходя из точки $A$ на ось $H' = 0$ с последующим развитием турбулентности.




Кривая стационарных состояний также представляет определенный интерес, так как поле $H'$ может существенно отличаться от $H$. Это можно проверить, измеряя восприимчивость $\chi = \partial M/\partial \bar{H}$ при заданном значении $h$.

Приведем некоторые оценки. Для иттриевого граната область температур, в которой $\tau_{dd} > \tau_{sp}$, определяется неравенством $T \gtrsim 10$K, а величина $\tau_{dd}^{-1} \approx 10^7$ гц при $T \approx 100$K и $H \approx 100$ э. Если $\tau_{sp} > \tau_{dd}$, то накачка приводит к адиабатическим колебаниям температуры и разогреву спиновых волн. Эти изменения температуры пренебрежимо малы, и развитые выше соображения справедливы при условии $T_C < T_D$. Следовательно, неустойчивость можно наблюдать и в низкотемпературных магнетиках.

Рассмотренная выше динамическая неустойчивость имеет ту же природу, что и статическая неустойчивость изотропных магнетиков [6]: момент стремится следовать за полем. Если амплитуда переменного поля настолько велика, что значительную долю времени поле и момент направлены противоположно, то стационарное состояние невозможно.

В заключение мы благодарим Ю.П.Баглаева и Н.И.Тимофееву за помощь в проведении численных расчетов.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 января 1976 г.

## Литература

[1] H.Sühl. Phys. Chem. Sol. 1, 209, 1957; В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.С.Старобинец. УФН, 114, 609, 1974.

[2] E.Schloman, I.Green, V.Milano. J.App. Phys., 31, 3865, 1960; Я.А.Моносов. Нелинейный ферромагнитный резонанс, М., изд. Наука, 1971.

[3] В.Л.Покровский, С.В.Фомичев. ФТТ, 18, 2, 1976.

[4] А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. Спиновые волны М., изд. Наука, 1967.

[5] М.И.Каганов, В.М.Цукерник. ЖЭТФ, 37, 829, 1959.

[6] А.З.Паташинский, В.Л.Покровский. ЖЭТФ, 64, 1445, 1973.