

## ТЕОРИЯ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В ПРОМЕЖУТОЧНОМ СОСТОЯНИИ

*В.Г.Барьяхтар, А.Н.Богданов, В.А.Попов, Д.А.Яблонский*

Построена теория антиферромагнитного резонанса (АФМР) для антиферромагнетика (АФМ), находящегося в промежуточном состоянии (ПС). Показано, что в ПС зависимость резонансных частот от внешнего поля существенно определяется формой образца. Дана интерпретация экспериментальных результатов.

Как известно <sup>1,2</sup>, в АФМ конечных размеров спин-флоп переход происходит с образованием промежуточного состояния, представляющего собой термодинамически устойчивую структуру из доменов антиферромагнитной (АФ) и спин-флоп (СФ) фаз.

В последнее время оживился интерес к экспериментальному исследованию АФМР в ПС <sup>3-5</sup>. В работах <sup>3,4</sup> обнаружено, что АФМР в ПС возбуждается в доменах АФ и СФ фаз независимо друг от друга и имеет место независимость резонансных частот от внешнего поля. В работах <sup>5,6</sup> наблюдалось плавное изменение частот АФМР в этой области. Эта, на первый взгляд противоречивая, ситуация побудила нас теоретически исследовать АФМР в ПС.

При воздействии на образец однородного переменного внешнего поля  $h(t) \sim \exp(-i\omega t)$  в нем будут возникать неоднородные, вынужденные колебания векторов намагниченностей подрешеток  $M_i(\mathbf{r})$ . Эффективное поле, действующее на  $M_i(\mathbf{r})$  складывается из внешнего поля  $\mathbf{H} + \mathbf{h}(t)$ ; короткодействующих полей; обменного  $\mathbf{H}_e$ , анизотропного  $\mathbf{H}_A$  и поля Дзялошинского  $\mathbf{H}_D$ ; дальнедействующего поля магнитодипольного взаимодействия  $\mathbf{H}_M$ .

Вдали от точки окончания фазового перехода первого рода (спин-флоп перехода) характерные размеры доменов  $d$  намного превосходят размеры разделяющих их областей — доменных границ. Неоднородность эффективного поля, связанная с действием короткодействующих сил, имеет место в узких областях вблизи доменных границ на расстояниях  $x_0$ . Постоянная часть  $H_M$  обуславливает наличие ПС. Переменная часть поля  $H_M(t)$  вызвана наличием переменных магнитостатических зарядов на поверхности образца и на доменных границах. Их наличие приводит к трем эффектам: возникновению дополнительной "жесткости" в спектре, неоднородному уширению линии (обусловленному нерегулярностью доменной структуры) и отличию в поляризациях полей  $h(t)$  и  $H_M(t)$ . Однако можно показать, что в случае  $H_A \ll H_e$  эти эффекты малы.

Из вышесказанного следует, что при  $x_0 \ll d$  связь между колебаниями в различных доменах практически отсутствует. Поэтому резонансный спектр АФМ в ПС состоит из частот АФМР каждой из сосуществующих фаз, а также спектра частот, соответствующих колебаниям, локализованным на доменных границах. Кроме того, если удастся реализовать в ПС периодическую полосовую доменную структуру, то возникает дополнительная возможность возбуждения стоячих магнитостатических волн с длиной волны  $\lambda \sim d$  в отдельных доменах.

В том случае, когда восприимчивости АФ и СФ фаз —  $\chi_{АФ}(\omega, H)$ ,  $\chi_{СФ}(\omega, H)$  в резонансе существенно меньше единицы, тензор высокочастотной восприимчивости АФМ в ПС —  $\hat{\chi}(\omega, H)$  в пренебрежение вкладом магнитостатических волн и колебаний доменных границ можно представить в виде:

$$\hat{\chi}(\omega, H) = \xi_1 \hat{\chi}_{АФ}(\omega, H_{\Pi}) + \xi_2 \hat{\chi}_{СФ}(\omega, H_{\Pi}). \quad (1)$$

Здесь учтено, что для магнетика, находящегося в ПС, величина внутреннего поля  $H_i$ , а также доли АФ фаз  $\xi_1$ , и СФ фаз  $\xi_2 = 1 - \xi_1$ , однозначно определяются величиной внешнего поля, причем  $H_i = H_{\Pi}$ , где  $H_{\Pi}$  — поле спин-флоп перехода, вычисленное без учета дипольных сил<sup>1</sup>. Таким образом на эксперименте при фиксированном внешнем поле  $H$  должен наблюдаться резонанс как на частотах, соответствующих АФ так и СФ фазе. При этом интенсивность резонансных сигналов пропорциональна долям соответствующих фаз.

Обсудим теперь вопрос о поведении резонансных частот при изменении внешнего поля  $H$ . При отклонении магнитного поля в плоскость опрокидывания магнитных моментов подрешеток (плоскость  $XOZ$ ) на фазовой диаграмме  $H_x H_z$  линия  $H = H_{\Pi}$  при  $H_A \ll H_e$  представляет собой отрезок прямой<sup>7</sup> (отрезок  $BC$  на рисунке)

$$H_{z\Pi} = H_{\Pi} = \sqrt{H_A H_e}, \quad |H_{x\Pi}| \leq H_x^{(k)} \equiv H_{\Pi} \psi_k. \quad (2)$$

В эллипсоидальном образце, находящемся в ПС, в силу соотношения  $H_i = H_{\Pi}$  связь между внешним и внутренним полями следующая:

$$H = H_{\Pi} + 4\pi N \{ \xi_1 M_{АФ}(H_{\Pi}) + \xi_2 M_{СФ}(H_{\Pi}) \}, \quad (3)$$

где  $N$  — тензор размагничивающих коэффициентов,  $M_{АФ}(H_{\Pi})$ ,  $M_{СФ}(H_{\Pi})$  — равновесные намагниченности в АФ и СФ фазах в поле  $H_{\Pi}$ . Соотношение (3) производит отображение отрезка (2) в область ПС, ограниченную эллипсом. При этом каждой точке отрезка (2) соответствует в области ПС отрезок прямой линии, определяемый уравнением (3). Лишь при изменении внешнего поля вдоль этих линий внутреннее поле во всей области ПС остается постоянным, а следовательно, имеет место независимость резонансных частот от  $H$ .

Проиллюстрируем результат на примере плоскопараллельной пластинки, нормаль к которой составляет угол  $\alpha$  с легкой осью  $OZ$ . В этом случае линии постоянного внутреннего поля также наклонены к оси  $OZ$  под углом  $\alpha$  (рисунок:  $a - \alpha = 0$ ;  $b - 0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$ ). Внутреннее поле будет равно  $H_{\Pi}$  (2) и параллельно оси  $OZ$  на линии  $AA'$ . Критические точки  $B$  и  $C$  пере-

ходят в точки  $B'$  и  $C'$  соответственно, причем

$$AA' = 4\pi L \frac{H_{\Pi}}{H_e} \cos \alpha; \quad BB' = 4\pi L \frac{H_{\Pi}}{2H_e} (\cos \alpha - \sin \alpha),$$

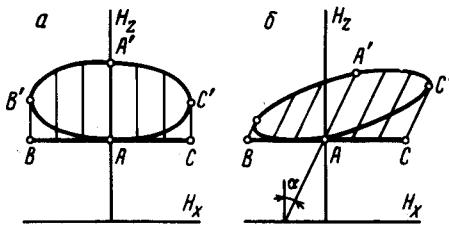
$$CC' = 4\pi L \frac{H_{\Pi}}{2H_e} (\cos \alpha + \sin \alpha); \quad L = |\bar{M}_1 - \bar{M}_2|.$$
(4)

Как видно из рис. а для  $\alpha = 0$  в случае  $\psi_k \ll 1$  при изменении внешнего поля вдоль прямых  $\psi = \text{const}$  ( $\text{tg } \psi = H_x / H_z$ ) внутреннее поле в области ПС будет оставаться практически постоянным. Это утверждение теряет свою силу для  $\alpha \neq 0$  (рис. б). При  $\alpha \neq 0$  даже в поле  $H \parallel OZ$  изменение  $H_x$  при прохождении области ПС равно

$$\Delta H_z = 0; \quad \Delta H_x = - \frac{2\psi_M (\psi_k + \psi_M \sin^2 \alpha) \sin \alpha \cos \alpha}{\psi_k^2 + \psi_M (2\psi_k + \psi_M) \sin^2 \alpha} H_x^{(k)},$$
(5)

где  $\psi_M = \frac{4\pi L}{H_e}$ . Из анализа этого выражения видно, что при  $\psi_M > 10\psi_k$  существуют такие

$H_z$ , при которых точка  $B'$  (рис. б) лежит правее оси  $H_z$ . В этом случае в частотно-полевой зависимости АФМР вообще не будет наблюдаться разрывов.



Таким образом проведенный анализ показывает, что форма образца существенно влияет на частотно-полевую зависимость АФМР в области ПС. Только в работах <sup>3,4</sup>, где использовались тонкие пластины с  $\alpha = 0$  реализовались условия для независимости резонансных частот от внешнего поля.

В заключение авторы выражают благодарность В.В.Еременко за обсуждение работы и ряд конструктивных замечаний.

#### Литература

1. Барьяхтар В.Г., Боровик А.Е., Попов В.А. Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, 634.
2. Дудко К.Л., Еременко В.В., Фридман В.М. ЖЭТФ, 1971, 61, 678.
3. Еременко В.В., Клочко А.В., Науменко В.М. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 479.
4. Еременко В.В., Клочко А.В., Науменко В.М., Пишко В.В. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 219.
5. Галкин А.А., Даньшин Н.К., Ветчинов А.В. ФНТ, 1976, 2, 1311.
6. Барьяхтар В.Г., Галкин А.А., Ковнер С.Н., Попов В.А. ЖЭТФ, 1970, 58, 494.
7. Галкин В.А., Скиданенко В.И. Труды ФТИАН УССР, Харьков, 1970, вып. 7, 49.