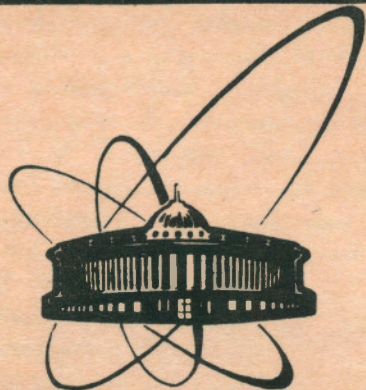


92-402



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P17-92-402

В.В.Нитц

**КИНЕТИКА «КОГЕРЕНТНОГО»
СПИН-ФЛОП-ПЕРЕХОДА
В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ
С ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ**

1992

Результаты нейтронодифракционных исследований спин-флоп-перехода в Cr_2O_3 и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в импульсном магнитном поле [1,2,3] пока не имеют теоретической интерпретации. Основными особенностями этих результатов являются: 1) чрезвычайная замедленность процесса фазовой перестройки, в сопоставлении с известными аналогичными процессами, сопровождающимися изменением ориентации магнитных моментов, в веществах с другими типами магнитоупорядочения, 2) проявление гистерезиса в зависимости направления намагниченностей магнитных подрешеток от поля при импульсном характере воздействия.

Исходя из того, что в экспериментах с Cr_2O_3 обеспечивались условия, при которых поворот намагниченностей подрешеток в магнитном поле происходил "когерентно" во всем объеме образца, а в случае $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ связанное с неоднородностью поля разделение кристалла на домены не влияло на интенсивность рассеяния нейтронов, в данной работе рассматривается поведение во внешнем магнитном поле однодоменного коллинеарного антиферромагнетика. При этом учитывается одноосная анизотропия и пренебрегается влиянием полей размагничивания.

Вначале анализируются магнитные колебания в совершенно идеализированном антиферромагнетике без диссипации энергии при наличии магнитного поля, направленного по оси анизотропии. Далее рассмотрен спин-флоп-фазовый переход с диссипацией энергии в изотермическом приближении с целью показать, что такое рассмотрение не позволяет объяснить главные особенности поведения антиферромагнетика, которые проявились в экспериментах. И наконец, предлагаются подходы к теоретическому анализу адиабатического спин-флоп-перехода. Адиабатическое приближение, по-видимому, наиболее адекватно экспериментальному наблюдению спин-флоп-перехода, индуцированного импульсным магнитным полем.

1. ОДНОРОДНЫЕ БЕЗДИССИПАТИВНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ, ПАРАЛЛЕЛЬНОМ ОСИ АНИЗОТРОПИИ

Плотность энергии антиферромагнетика во внешнем поле H :

$$E = -\frac{A}{2M_0} (|M_1|^2 + |M_2|^2) + \frac{B}{M_0} (M_1 \cdot M_2) - (M_1 + M_2) \cdot H - \frac{K_1}{2M_0} (M_{1z}^2 + M_{2z}^2) - \frac{K_2}{M_0} M_{1z} M_{2z} \quad (1)$$

($A > 0$, $B > 0$; z - ось анизотропии, M_0 - намагниченность каждой из подрешеток при $H = 0$). При переходе к векторам $m = (M_1 + M_2)/2M_0$, $l = (M_1 - M_2)/2M_0$ плотность энергии ($E = 2M_0 e$) в магнитном поле, направленном по оси z , равна

$$e = -\frac{(A+B)}{2} \cdot l^2 + \frac{(B-A)}{2} \cdot m^2 - m_z \cdot H - \frac{a}{2} \cdot l_z^2 - \frac{b}{2} \cdot m_z^2, \quad (2)$$

где $a = (K_1 - K_2)$, $b = (K_1 + K_2)$ (здесь $|H| = H_z = H$).

Уравнениям движения

$$\frac{1}{\gamma} \dot{\mathbf{M}}_i = -[\mathbf{M}_i \cdot \mathbf{H}_i] \quad (i = 1, 2) \quad (3)$$

($\gamma = 2\mu_B/\hbar$, $\mathbf{H}_i = -\frac{\partial E}{\partial \mathbf{M}_i}$ - эффективное поле) соответствуют четыре интеграла движения: $e = e_0$, $m_z = m_0$, $l^2 + m^2 = 1$, $(\mathbf{l} \mathbf{m}) = 0$. Использование эйлеровых углов θ, φ, ψ /см.рисунок/ позволяет записать уравнения (3) в форме

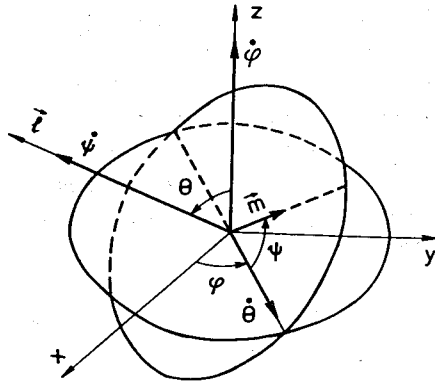
$$\dot{\theta} = -\frac{(2B+a \cdot \cos^2 \theta) \cdot m_0}{\sin \theta \cdot \operatorname{tg} \psi}, \quad (4)$$

$$\dot{\varphi} = H - \left[\frac{(2B+a \cdot \cos^2 \theta)}{\sin^2 \theta} + b \right] \cdot m_0, \quad (5)$$

$$\dot{\psi} = \left[\frac{(2B+a) \cdot m_0}{\sin^2 \theta} - \frac{a \cdot \sin^2 \theta \cdot \sin^2 \psi}{m_0} \right] \cdot \cos \theta \quad (6)$$

(здесь дифференцирование по $\tau = \gamma \cdot t$). Тогда сохраняющаяся энергия

$$e_0 = \frac{\dot{\theta}^2}{2(2B+a \cdot \cos^2 \theta)} + \frac{B}{\sin^2 \theta} \cdot m_0^2 - \frac{a \cdot \cos^2 \theta}{2} \cdot m_0 \cdot H - \frac{b}{2} \cdot m_0^2. \quad (7)$$



Система координат, используемая при анализе магнитных колебаний. Векторы \mathbf{l} и \mathbf{m} взаимно перпендикулярны. θ, φ, ψ - эйлеровы углы.

Рассматривая соотношение (7) как уравнение для $\theta(\tau)$ и вводя обозначение $\cos \theta = x$, получаем

$$\dot{x} = \pm (1 + \frac{a}{2B} \cdot x^2) \cdot [2B \cdot [\epsilon - (\epsilon + 2B \cdot m_0^2 - a) \cdot x^2 - a \cdot x^4]]^{1/2}, \quad (8)$$

где $\epsilon = 2(e_0 + Hm_0 - Bm_0^2) + Bm_0^2$. Уравнение (8) решается аналитически, но для большей наглядности результата примем во внимание, что $ax^2 \ll B$ (в случае Cr_2O_3 , например, $a = 620 \text{ Э}$, $B = 3 \cdot 10^6 \text{ Э}$ [4]). Тогда имеем два случая:

1. При $e_0 \leq (Bm_0^2 - Hm_0)$, $e_0 \leq (\frac{a}{2} - Hm_0)$:

$$\cos \theta = b_1 \cdot \left[\operatorname{dn}(a_1 \sqrt{2aB} \cdot \tau, \frac{\sqrt{a_1^2 - b_1^2}}{a_1}) \right]^{-1} \quad (9)$$

- колебательный процесс с изменением величины $\cos \theta$ между a_1 и b_1 ;

2. При $e_0 \geq (Bm_0^2 - Hm_0)$:

$$\cos \theta = a_1 \cdot \operatorname{cn} \left[\sqrt{2(a_1^2 - b_1^2)} aB \cdot \tau, \frac{a_1}{\sqrt{a_1^2 - b_1^2}} \right] \quad (10)$$

- колебательный процесс с изменением $\cos \theta$ между $-a_1$ и a_1 .

В выражениях (9) и (10):

$$a_1^2, b_1^2 = \frac{1}{a} \left[-(e_0 + Hm_0 - \frac{a}{2}) \pm \sqrt{(e_0 + Hm_0 + \frac{a}{2})^2 - 2aBm_0^2} \right]. \quad (11)$$

В первом случае, соответствующем относительно малым значениям поля, вектор \mathbf{l} колеблется между двумя предельными отклонениями от оси z без "опрокидывания". Во втором случае, когда поле достаточно велико, колебания \mathbf{l} симметричны относительно $\theta = \pi/2$.

Зависимость $\varphi(\tau)$, описывающая характер прецессии вектора \mathbf{l} вокруг оси z , и зависимость $\psi(\tau)$, описывающая периодические отклонения вектора \mathbf{m} от вертикальной плоскости, находятся подстановкой (9) и (10) в уравнения (5) и (6) и интегрированием получаемых уравнений.

При достаточно малом значении амплитуды a_1 ($a_1^2 \ll -b_1^2$) отклонения величины $\cos \theta$ от среднего значения 0 (см. (10)) приобретают гармонический характер:

$$\cos \theta = a_1 \cos \left[2 \left[B \sqrt{(e_0 + Hm_0 + \frac{a}{2})^2 - 2aBm_0^2} \right]^{1/2} \cdot \tau \right]. \quad (12)$$

В этом предельном случае частота прецессии вектора \mathbf{l} вокруг оси z :

$$\dot{\varphi} \cong (H - 2Bm_0) - 2Bm_0 a_1 \cos \left[2 \left[B \sqrt{(e_0 + Hm_0 + \frac{a}{2})^2 - 2aBm_0^2} \right]^{1/2} \cdot \tau \right]. \quad (13)$$

Видим, что период изменения θ и ψ , а также пульсаций частоты прецессии $\dot{\varphi}$ определяется величиной $(2aB)^{1/2}$ и по порядку величины равен 10^{-12} с . Период прецессии вокруг оси z зависит от величины внешнего поля и, за исключением случая, когда $m_0 \cong H/2B$, также порядка 10^{-12} с .

2. ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ СПИН-ФЛОП-ПЕРЕХОД

Анализ кинетики когерентного спин-флоп-перехода невозможен без учета диссипации энергии. Проще всего описывать такой переход с помощью уравнений движения в форме Ландау-Лифшица:

$$\frac{1}{\gamma} \dot{\mathbf{M}}_i = -[\mathbf{M}_i \mathbf{H}_i] - \alpha [\mathbf{M}_i [\mathbf{M}_i \mathbf{H}_i]] \quad (i = 1, 2). \quad (14)$$

Представим уравнения (14) через компоненты векторов l и m ($l_{\perp} = l_x + i l_y$, $m_{\perp} = m_x + i m_y$, дифференцирование также по $\tau = \gamma t$):

$$\dot{l}_{\perp} = i[(H + b m_z - B m_z) l_{\perp} + (2B + a) l_z m_z] + \alpha [2B(m^2 l_{\perp} - (1m) m_{\perp}) - (H + b m_z)(l_z m_{\perp} + l_z l_{\perp}) - a l_z(m_z m_{\perp} + l_z l_{\perp})], \quad (15)$$

$$\dot{m}_{\perp} = i[(H + b m_z) m_{\perp} + a l_z l_{\perp}] + \alpha [-2B(l^2 m_{\perp} - (1m) l_{\perp}) - (H + b m_z)(m_z m_{\perp} + l_z l_{\perp}) - a l_z(l_z m_{\perp} + m_z l_{\perp})], \quad (16)$$

$$\dot{l}_z = iB(l_{\perp} m_{\perp}^* - l_{\perp}^* m_{\perp}) + \alpha [2B(m^2 l_z - (1m) m_z) - 2(H + b m_z)(l_z m_z - (1m)) + a[(l^2 + m^2) - (l_z^2 + m_z^2)] l_z], \quad (17)$$

$$\dot{m}_z = \alpha [-2B(l^2 m_z - (1m) l_z) + (H + b m_z)[(l^2 + m^2) - (l_z^2 + m_z^2)] - 2a(l_z m_z - (1m)) l_z]. \quad (18)$$

Из четырех интегралов движения предыдущего раздела системе уравнений (15) + (18) соответствуют только два: $(l^2 + m^2) = const$, $(1m) = const$. Естественно принять для антиферромагнетика, как и в предыдущем разделе, $(l^2 + m^2) = 1$, $(1m) = 0$, что эквивалентно равенствам $M_1^2 = M_2^2 = M_0^2$. Таким образом, используя уравнения (14), мы пренебрегаем парапроцессом, т.е. полагаем, что намагниченности двух подрешеток равны между собой и не изменяются в процессе спин-флор-перехода. Кроме того, использование уравнений (14), в которых α не зависит от времени, означает, что температура магнитной системы остается неизменной, несмотря на импульсный характер магнитного поля, т.е. теплоемкость среды, поглощающей энергию от магнитной системы, бесконечна.

Если бы диссипативные добавки в уравнения (15) + (18) были достаточно малыми, переориентация имела бы характер периодических затухающих колебаний. Но реальные значения параметра диссипации в одноосных антиферромагнетиках соответствуют скорее процессам аperiодическим (величина α для Cr_2O_3 равна $\sim 0,02$ [4]). Существенно, однако, что, как показывает дальнейший анализ, диссипативные члены в уравнениях (15) + (18) по-разному влияют на изменение компонент векторов l и m .

Пологая в уравнении (18) величину l_z медленно изменяющейся по сравнению с m_z и решая его относительно m_z , получаем (при $(l^2 + m^2) = 1$, $(1m) = 0$; учитываем при этом, что $m^2 \ll 1$, $H m_z \ll B$, $b \ll B$):

$$m_z \approx \frac{1}{2B} [H(1 - l_z^2) - [H(1 - l_z^2) - 2B m_{z0}] \cdot \exp(-2B a \tau)], \quad (19)$$

где $m_{z0} = m_z(\tau = 0)$, т.е. время релаксации для m : $(2B a \gamma)^{-1} \approx 10^{-12}$ с - сравнимо с периодом собственных прецессионных колебаний, рассмотренных в предыдущем разделе.

С другой стороны, из диссипативной части уравнения (17) $\dot{l}_{z, diss} \approx \alpha [2B m^2 - 2H m_z + a(1 - l_z^2)] l_z$, учитывая, что по порядку величины $m_z \approx m \approx H/2B$, следует, что время релаксации относительно диссипации равно около $[\alpha \gamma (\frac{H^2}{2B} - a)]^{-1} \approx 10^{-8}$ с, т.е. на четыре порядка больше, чем для m_z .

Такое же соотношение получается между временами релаксации для m_{\perp} и l_{\perp} , т.к. скорость диссипации для m_{\perp} в уравнении (16) определяется, главным образом, полем B , а для l_{\perp} в уравнении (15) - эффективным полем $(\frac{H^2}{2B} - a)$.

Таким образом, можем полагать, что в процессе переориентации для каждых промежуточных значений l_z и l_{\perp} быстро достигаются квазиравновесные значения m_z и m_{\perp} . Эти значения можно определить приравниванием нулю диссипативных частей уравнений (16) и (18):

$$m_{\perp} \approx -\frac{H^2}{2B} l_z l_{\perp}, \quad m_z \approx \frac{H(1 - l_z^2)}{2B}. \quad (20)$$

А уравнения для относительно медленного изменения вектора l получаем, в свою очередь, подставляя (20) в (15) и (17):

$$\dot{l}_{\perp} \approx \frac{H^2}{2B} \left[-i \frac{a}{H} + \alpha \left(1 - \frac{2aB}{H^2} \right) \right] l_z^2 l_{\perp}, \quad (21)$$

$$\dot{l}_z \approx -\alpha \left(\frac{H^2}{2B} - a \right) (1 - l_z^2) l_z \quad (22)$$

(прецессионный член в уравнении (17) при этом в среднем полностью подавляется). Решение уравнения (22):

$$l_z = l_{z0} \exp[-\alpha \left(\frac{H^2}{2B} - a \right) \tau] \cdot \left[1 - l_{z0}^2 [1 - \exp(-2\alpha \left(\frac{H^2}{2B} - a \right) \tau)] \right]^{-1/2} \quad (23)$$

(здесь $l_{z0} = l_z(\tau = 0)$). Приближенное решение уравнения (21) находим после подстановки в него соотношения $l_z^2 \approx (1 - |l_{\perp}|^2)$:

$$l_{\perp} = l_{\perp 0} \cdot \exp \left[\alpha \left(\frac{H^2}{2B} - a \right) \tau \right] \cdot \exp(-i \frac{aH}{2B} \tau) \cdot \left[(1 - l_{\perp 0}^2) + l_{\perp 0}^2 \cdot \exp \left[2\alpha \left(\frac{H^2}{2B} - a \right) \tau \right] \right]^{-1/2} \cdot \exp \left[i \frac{aH}{2\alpha(H^2 - 2aB)} \ln \left[(1 - l_{\perp 0}^2) + l_{\perp 0}^2 \cdot \exp \left[2\alpha \left(\frac{H^2}{2B} - a \right) \tau \right] \right] \right]. \quad (24)$$

Здесь $l_{\perp 0} = |l_{\perp}(\tau = 0)|$ - начальное значение величины $|l_{\perp}|$.

Как и следовало ожидать, величина поля $H = (2aB)^{1/2}$ является критической для направленности изменения исходных значений l_z и $|l_{\perp}|$: уменьшение l_z и, соответственно, увеличение $|l_{\perp}|$ происходит только при $H > (2aB)^{1/2}$.

Выражение (24) описывает и характер уменьшения частоты прецессии вектора l вокруг оси z . При больших значениях τ частота прецессии (из выражения (24)) равна:

$$\omega \cong - \frac{aH \cdot \ln l_{10}}{\alpha(H^2 - 2aB)\tau} \quad (\text{при } \tau \rightarrow \infty).$$

Однако, хотя изложенная теория описывает спин-флоп-переход в рамках использованного приближения, она совершенно не согласуется с результатами экспериментов с монокристаллами Cr_2O_3 и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, в которых скорость изменения ориентации вектора l оказалась, по крайней мере, на четыре порядка меньше, чем в этой теории.

3. АДИАБАТИЧЕСКИЙ СПИН-ФЛОП-ПЕРЕХОД

Причины такого резкого расхождения с экспериментом естественно искать в тех ограничениях, которые были допущены.

1. Представляется необходимым отказаться от низкотемпературного приближения, т.е. учитывать, что намагниченности двух подрешеток не одинаковы и изменяются в процессе переориентации при фазовом переходе.

2. Не является обоснованным предположение об изотермичности процесса перехода. Модель, рассмотренная в предыдущем разделе, предполагает отвод энергии от магнитной системы и, следовательно, установление начальной температуры достаточно быстрым, чтобы можно было пренебрегать влиянием этих процессов на скорость спиновой переориентации. В реальном эксперименте время выравнивания температур между кристаллом и внешней средой (в данном случае криостатом), по крайней мере, на три - четыре порядка больше, чем длительность импульса магнитного поля, равная $\sim 10^{-3}$ с. Поэтому образец в процессе переориентации можно считать теплоизолированным, т.е. рассматривать процесс, как адиабатический. При этом изменение внутренней энергии образца обусловлено только изменением внешнего магнитного поля:

$$\Delta E_H = -2M_0 \int_0^t (m(t) \cdot H(t)) \cdot dt \quad (25)$$

(в состав внутренней энергии магнитной системы в данном случае включена энергия взаимодействия с внешним магнитным полем ($-m \cdot H$)).

3. В перераспределении энергии при фазовом переходе, кроме магнитной, участвует и фононная система образца. При этом длительность импульса магнитного поля существенно больше, чем время установления равновесных распределений внутри спиновой и фононной систем ($\cong 10^{-11}$ с). В общем случае эффективные температуры магнитной T_M и фононной T_P систем не одинаковы и изменяются в процессе переориентации. По известным теорети-

ческим оценкам, время выравнивания спиновой и фононной температур в антиферромагнетиках порядка 10^{-5} с.

В данной работе имеется в виду рассмотрение двух предельных приближений. В первом из них предполагается, что поле изменяется достаточно медленно, чтобы успевало устанавливаться равновесное распределение энергии между магнитной и фононной системами, т.е. полагается, что $T_M = T_P = T$. Во втором допускается, что магнитное поле изменяется настолько быстро, что не успевает осуществляться обмен энергией между магнитной и фононной системами, но, конечно, достаточно медленно, чтобы можно было считать, что в каждый рассматриваемый момент времени сама магнитная система находится в термодинамическом равновесии, т.е. температура $T_M = T$ и изменяется при спиновой переориентации, а $T_P = T_0$ (начальной температуре образца). В этом случае магнитная система рассматривается как адиабатически изолированная от фононной.

Соответственно этим приближениям можно приписать два квазиравновесных адиабатических состояния (АС1 и АС2), в которых кристалл может находиться при фазовой переориентации. Сам процесс можно интерпретировать, как квазистатический (обратимый), т.е. полагать, что энтропия в соответствующем состоянии остается неизменной при фазовом переходе, (но, конечно, зависящей от T_0). Но при этом в отдельности энтропии σ_M и σ_P в АС1, конечно, изменяются. Обоснованность утверждения о постоянстве энтропии применительно к фазовому переходу в данном случае обусловлена тем, что, во-первых, рассматривается процесс "когерентного", синхронного по объему образца изменения намагниченностей подрешеток, без образования многодоменной структуры, и, во-вторых, изменение ориентации намагниченностей в процессе спин-флоп-перехода рассматривается как непрерывный процесс.

Изменению намагниченностей в адиабатическом процессе спин-флоп-перехода в классическом приближении соответствуют уравнения

$$\frac{1}{\gamma} \dot{M}_i = -[M_i H_i] - \alpha [M_i [M_i H_i]] - \beta (M_i - M_{i0}), \quad (i = 1, 2), \quad (26)$$

учитывающие, в отличие от уравнений (14), изменение и абсолютных значений намагниченностей M_i при релаксации энергии. В этом случае величины $(I^2 + m^2)$ и (lm) не являются константами.

В данной работе нет необходимости в анализе динамических решений уравнений (26). Важно отметить только, что они имеют характер затухающих периодических или аperiodических, пространственно однородных или неоднородных процессов, которые асимптотически приближают систему к квазиравновесному состоянию (АС1 или АС2), в котором $\dot{M}_i = 0$, также удовлетворяющему уравнениям (26). Для состояний АС1 и АС2 намагниченности

$M_i = M_{i0}$, а эффективные поля H_i направлены по векторам M_{i0} , т.е. удовлетворяются уравнения

$$[M_{i0} H_i] = 0 \quad (i = 1, 2). \quad (27)$$

В случае антиферромагнетика в магнитном поле, направленном вдоль оси анизотропии, в отличие от ферромагнетика, уравнения (27) удовлетворяют решения, для которых угол между осью анизотропии и векторами намагниченности подрешеток может принимать любое значение в диапазоне $0 \div 180^\circ$, в зависимости от величины магнитного поля. Далее соответствующие уравнения (27) векторы ферромагнетизма и антиферромагнетизма обозначаем как M и L .

При анализе адиабатических состояний, принимая во внимание реальные условия эксперимента, целесообразно учитывать наличие поперечной компоненты магнитного поля. Уравнения (27) при переходе к векторам L и M приобретают вид:

$$[M H_L] + [L H_M] = 0, \quad [M H_M] + [L H_L] = 0, \quad (28)$$

где $H_L = -\frac{\partial e_M}{\partial l}$, $H_M = -\frac{\partial e_M}{\partial m}$. Эти векторные уравнения сводятся к двум соотношениям между компонентами векторов L и M (полагаем, что поперечная компонента поля направлена по оси x):

$$(H_z + bM_z)M_x + aL_z L_x = H_x M_z, \quad (29)$$

$$(2B+a)(aL_z L_x + H_x M_z)L_z + (H_z + bM_z)[[(2B-b)M_z - H_z]L_x + H_x L_z^2] = 0 \quad (30)$$

Причем $L_y = M_y = 0$.

При $H_x = 0$ существование адиабатического состояния во всем диапазоне углов между вектором антиферромагнетизма и осью анизотропии, от 0° до 90° , непосредственно связано с тем, что при конечной температуре во внешнем магнитном поле намагниченности подрешеток не одинаковы, т.е. $(LM) \neq 0$. В этом случае при малых значениях L_z из (30) и (31) можно получить приближенные соотношения для адиабатического состояния:

$$L_z \approx \frac{2BH \cdot (LM)}{(H^2 - 2aBP)} \cdot \left[1 - \frac{4a^2 B^2 \cdot (LM)}{(H^2 - 2aBP)^2} \right], \quad (31)$$

$$\left(\frac{H}{2B} - M_z \right) \approx \frac{a}{H} \cdot L_z^2 \quad (32)$$

(здесь $P = (L^2 + M^2) \approx 1$; не учитываем пренебрежимо малые добавки, связанные с величиной $\frac{b}{2} m_z^2$ в (2)).

Приближенное выражение для энергии магнитной системы (только при малых значениях L_z^2) как функции от $(L^2 + M^2)$ и L_z получается из (2), (29), (30) с учетом того, что $a \ll 2B$, $b \ll 2B$:

$$e_M \approx -\frac{(A+B)}{2} (L^2 + M^2) - \frac{H^2}{4B} - \frac{a(H^2 - 2aB)}{2H^2} L_z^2. \quad (33)$$

Во всех приведенных здесь выражениях абсолютные значения векторов L и M и их компоненты, соответствующие адиабатическому состоянию, зависят от температуры, которая, в свою очередь, определяется начальной температурой T_0 (при $H = 0$) образца и величиной действующего в данный момент времени поля.

Коэффициенты в феноменологических выражениях для магнитной части энергии также зависят от температуры, но этой зависимостью в процессе перехода для типичных антиферромагнетиков можно пренебрегать, учитывая ее лишь при изменении начальной температуры. Однако в ряде случаев следует принимать во внимание и температурную зависимость этих коэффициентов, как, например, в случае гематита, фазовая диаграмма которого в значительной мере определяется зависимостью от температуры константы анизотропии $a(T)$.

Так как компонента M_z является непрерывной функцией от H , изменение энергии (25) системы, связанное с изменением внешнего поля, можно представить в виде

$$\Delta e_M \approx \frac{\Delta E_M}{2M_0} = -\int_0^H M_z(H) \cdot dH. \quad (34)$$

Сохранение энергии для АС1 выражается уравнением

$$[e_M(H, T) - e_M(0, T_0)] + \frac{1}{2M_0} [E_P(T) - E_P(T_0)] = -\int_0^H M_z(H) \cdot dH, \quad (35)$$

где $E_P(T)$ - плотность энергии фононного газа. Для АС2 в уравнение (35) не следует включать энергию фононного газа. Отметим, что в (35) отсутствует энергия спин-решеточного взаимодействия, хотя это взаимодействие играет определяющую роль в перераспределении энергии в кристалле в случае АС1. Это означает, что предполагается независимость спин-решеточного взаимодействия от ориентации намагниченностей подрешеток в адиабатическом состоянии, т.е. пренебрегается магнитострикцией.

В рассматриваемом случае адиабатического фазового перехода уравнение баланса энергии (35) эквивалентно условию сохранения энтропии:

$$[\sigma_M(H, T) - \sigma_M(0, T_0)] + [\sigma_P(T) - \sigma_P(T_0)] = 0 \quad (36)$$

(разумеется, без включения энтропии фононного газа в случае АС2).

В качестве $E_P(T)$ и $\sigma_P(T)$ можно использовать известные функции из какой-либо модели кристаллических колебаний, например, модели Дебая.

Тогда при заданном значении магнитного поля остается пять неизвестных: четыре компоненты L_z , L_x , M_z , M_x и температура T . Для их определения уравнения (29), (30) и (35) (или (36) вместо (35)) необходимо дополнить уравнениями состояния магнитной системы. Так как предполагается, что в любом случае в магнитной системе достигается квазиравновесное распределение энергии, в приближении эффективного поля можно использовать для этого соотношения, определяющие связь между намагниченностями подрешеток и температурой:

$$M_i = M_{00} \cdot B_S \left(\frac{2S\mu_B |H_i|}{kT} \right) \quad (i = 1, 2), \quad (37)$$

где B_S - функция Бриллюэна, M_{00} - намагниченность каждой из подрешеток при $T = 0$, $H = 0$, H_i - эффективное магнитное поле, действующее на соответствующую подрешетку:

$$H_1 = \frac{A}{M_0} M_1 - \frac{B}{M_0} M_2 + \left[H_z + \frac{(a+b)}{2M_0} M_{1z} + \frac{(b-a)}{2M_0} M_{2z} \right] e_z + H_x e_x, \quad (38)$$

$$H_2 = \frac{A}{M_0} M_2 - \frac{B}{M_0} M_1 + \left[H_z + \frac{(a+b)}{2M_0} M_{2z} + \frac{(b-a)}{2M_0} M_{1z} \right] e_z + H_x e_x \quad (39)$$

(e_x и e_z - единичные векторы вдоль осей x и z , соответственно).

Связь между величинами L , M и M_i имеет вид

$$L^2 + M^2 = \frac{M_{00}^2}{2M_0^2} [B_S^2(x_1) + B_S^2(x_2)], \quad (LM) = \frac{M_{00}^2}{4M_0^2} [B_S^2(x_1) - B_S^2(x_2)]$$

($x_i = \frac{2S\mu_B |H_i|}{kT}$). Соответственно, энтропия магнитной системы [5]:

$$\sigma_H(H, T) = - \frac{M_{00} k_B}{2S\mu_B} \left[\int_0^{M_1/M_{00}} B_S^{-1}(x) dx + \int_0^{M_2/M_{00}} B_S^{-1}(x) dx \right], \quad (40)$$

где B_S^{-1} - обратная функция Бриллюэна.

Из (30) следует, что при $H_x = 0$ адиабатическое состояние "зарождается" при $L_x = 0$, когда магнитное поле достигает величины

$$H_C \cong 2B \left[\frac{M_{zC}}{2} + \left(\frac{M_{zC}^2}{4} + \frac{a}{2B} L_{zC}^2 \right)^{1/2} \right], \quad (41)$$

где M_{zC} и L_{zC} - самосогласованные значения компонент векторов M и L в коллинеарном состоянии (при $M_x = L_x = 0$), определяемые совокупностью уравнений (30), (36), (37). Величина H_C может рассматриваться как критическое поле фазового перехода второго рода в адиабатическое состояние антиферромагнетика в адиабатическом процессе. При дальнейшем возрастании магнитного поля, строго говоря, больше никакого фазового перехода нет,

так как к "полностью опрокинутому" состоянию, в котором $L_z = 0$, т.е. намагниченности подрешеток образуют одинаковые углы с осью z , магнитная система стремится лишь асимптотически. Следует заметить, кроме того, что H_C - это ничто иное, как критическое поле изотермического спин-флуп-перехода первого рода при учете изменения намагниченностей подрешеток под действием внешнего поля, т.е. парапроцесса. При этом информация о диапазоне метастабильности при фазовом переходе первого рода "утрачена", когда пренебрегли вкладом члена анизотропии более высокого порядка в энергию магнитной системы (при учете его диапазон существования метастабильных состояний составляет не более 10^{-3} от величины критического поля). В (41) намагниченность M_{zC} равна приблизительно ($H_C/2B - aP/H_C$).

Следствием адиабатического рассмотрения является отсутствие зависимости от времени в уравнениях, определяющих компоненты намагниченностей. При росте поля изменяется температура образца, это изменение возрастает и достигает наибольшей величины, когда поле принимает значение, соответствующее максимуму магнитного импульса. При последующем уменьшении поля процесс перераспределения энергии и изменения температуры идет в обратном направлении. Начиная со значения $H = H_C$, равносному перераспределению энергии между магнитной и фононной системами в случае АС1 соответствует отклонение вектора L от оси z , которое увеличивается с увеличением поля. При этом каждому значению H соответствует определенный угол между L и осью z , не зависящий от того, с какой скоростью это поле достигнуто (в пределах допустимости адиабатического рассмотрения). Время выхода из адиабатического состояния, т.е. перехода в "полностью опрокинутое" состояние определяется временем релаксации энергии (теплообменом) между кристаллом и внешней средой. Если бы поле после возрастания до некоторого значения $H > H_C$ оставалось постоянным достаточно долго, в результате теплообмена с криостатом изменилась бы энтропия кристалла, и свободная энергия магнитной системы приняла минимальное значение, соответствующее истинно устойчивому, "опрокинутому" состоянию.

Насколько велико проявление отличия адиабатического процесса переориентации намагниченностей в случае АС1 от изотермического процесса, очевидно, зависит от соотношения между спиновой и фононной теплоемкостями, т.к. освобождающаяся при изменении намагниченностей энергия идет на нагревание магнитного и фононного газа и распределяется между ними в отношении, равном отношению их теплоемкостей. Если бы фононная теплоемкость была намного больше, чем спиновая, фононный газ играл бы роль термостата для магнитной системы, который быстро поглощает всю освобождающуюся при переориентации энергию и стабилизирует таким образом температуру. И только в том случае, если значительная часть энергии остается

у магнитной системы, т.е. ее теплоемкость составляет существенную часть от общей теплоемкости, может происходить заметная "задержка" в процессе опрокидывания подрешеток. В случае антиферромагнетиков ситуация в этом отношении является благоприятной, особенно если не велика температура Нееля, т.к. спиновая и фононная теплоемкости сравнимы по величине.

Если импульс магнитного поля достаточно короткий для реализации процесса в соответствии с АС2, отличие от изотермического процесса должно быть больше, чем в случае АС1. Но в обоих предельных случаях ориентации намагниченностей подрешеток при каждом значении поля на подъеме и на спаде импульса должны совпадать. Гистерезисные явления, проявившиеся в экспериментах с Cr_2O_3 и $\alpha-Fe_2O_3$ [3], можно рассматривать как следствие того, что скорость изменения магнитного поля и скорость перераспределения энергии между магнитной и фононной системами сравнимы по значениям. При увеличении амплитуды импульсов, т.е. с повышением скорости возрастания поля правая ветвь петли гистерезиса смещается в сторону больших значений поля и достигает предельного положения, соответствующего процессу, в котором практически не успевает осуществляться обмен энергией с фононной системой. Аналогично левая ветвь гистерезиса смещается в сторону меньших значений поля и достигает предельного положения, соответствующего АС2. Но в этом случае процесс определяется тем, сколько времени кристалл находится в "опрокинутом" состоянии, т.е. насколько полно перераспределится энергия между магнонами и фононами в этом состоянии.

Решить указанную систему уравнений и, в конечном итоге, найти угол поворота вектора L от оси z как функцию начальной температуры T_0 и величины поля H в предельных случаях АС1 и АС2 аналитическим путем не удается. И пока не произведены численные расчеты, было бы преждевременным судить о количественном соответствии модели адиабатического фазового перехода известным экспериментальным данным, полученным с монокристаллами Cr_2O_3 и $\alpha-Fe_2O_3$.

Адиабатический спин-фlop-переход при $H_x = 0$ до некоторой степени аналогичен фазовому переходу в одноосном ферримагнетике в магнитном поле, параллельном оси анизотропии. Имеется в виду отклонение намагниченностей подрешеток ферримагнетика от оси анизотропии при достижении полем некоторого критического значения и увеличение этого отклонения при дальнейшем увеличении поля (см., напр., [6]). Различие состоит лишь в том, что в случае ферримагнетика возникающее фазовое состояние стабилизируется изначально существующим различием в намагниченностях подрешеток, а в антиферромагнетике относительная устойчивость адиабатического состояния обусловлена, во-первых, тем, что различие намагниченностей является результатом действия внешнего поля и, во-вторых, замедленностью процесса обмена энергией с фононной системой и, тем более, с внешней по отноше-

нию к кристаллу средой. Уравнения (27) - (30), кроме адиабатических состояний в антиферромагнетике, описывают и отмеченное фазовое состояние двухподрешеточного ферримагнетика с одноосной анизотропией.

Специфической особенностью антиферромагнетика является существование квазиравновесного адиабатического состояния при промежуточных направлениях вектора L , если даже поле направлено точно по оси анизотропии. Например, если к ферромагнетику, намагниченному по оси легкого намагничивания, приложить импульсное поле, антипараллельное относительно направления первоначального намагничивания, то изменение направления намагниченности на 180° должно сопровождаться нагревом образца, но при этом не возникает состояния, в котором эффективное поле было бы параллельным намагниченности при промежуточных направлениях намагниченности (не считая, конечно, известного "промежуточного" состояния, возникающего при определенных условиях и обусловленного совсем другими факторами, не связанными с адиабатичностью процесса).

Но спин-фlop-переход, по-видимому, не является уникальным случаем фазового перехода первого рода, в котором может реализоваться адиабатическое состояние с направлениями намагниченностей, промежуточными между направлениями, соответствующими изотермическим состояниям. Можно привести, по крайней мере, еще один пример, в котором следует ожидать такое состояние. Имеется в виду ориентационный фазовый переход в антиферромагнетике, обладающем слабоферромагнитным состоянием, под действием магнитного поля, перпендикулярного направлению исходного коллинеарного антиферромагнитного упорядочения, если это переход первого рода (например, в $\alpha-Fe_2O_3$, в некоторых редкоземельных ортоферритах и ортохромитах).

И более того, проявление адиабатичности процессов при импульсном воздействии и связанных с этим динамических гистерезисных явлений следует ожидать не только при магнитных фазовых переходах первого рода, но и при переходах второго рода и просто при изменении ориентации намагниченностей в магнитном поле, направленном под углом к первоначальному направлению намагничивания, при условии, конечно, что скорость изменения поля сравнима со скоростью обмена энергией с фононной системой.

Автор благодарен участникам многочисленных обсуждений экспериментальных и теоретических аспектов проблемы индуцированного спин-фlop-перехода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Георгиев Д., Ким Чир Сен, Низиол С., Нитц В.В., Яковлев А.А., ОИЯИ, P14-89-578, Дубна, 1989.
2. Георгиев Д., Нитц В.В., Яковлев А.А., ОИЯИ, P14-92-399, Дубна, 1992.
3. Георгиев Д., Нитц В.В., Сиротин А.П., ОИЯИ, P14-92-401, Дубна, 1992.
4. Foner S., *Phys.Rev.*, vol.130, No1, 183, 1963.
5. Барьяхтар В.Г., Витебский И.М., Яблонский Д.А., ФТТ, 19, в2, 347, 1977.
6. Schlomann E., *Solid State Phys. in Electron. and Telecom.*, vol.3, Acad. Press, 1960, p.332.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 сентября 1992 года.