

ОБ АПЕРИОДИЧЕСКОМ ЗАТУХАНИИ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

С. К. Готовко [a,b*], *В. И. Марченко* [a]

[a] *Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук*
119334 Москва, Россия

[b] *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»*
101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 мая 2025 г.,
после переработки 29 мая 2025 г.
Принята к публикации 23 июня 2025 г.

Установлено, что непрерывным магнитным ориентационным переходам предшествуют кинетические переходы в особое состояние с апериодическим затуханием длинных спиновых волн.

DOI: 10.7868/S0044451000000000

Критические явления в конденсированных средах нередко связаны с некоторой смягчающейся модой слабо затухающих возбуждений - фононов, магнонов, экситонов. Тогда, согласно законам механики [1], вблизи минимума частот, если $\omega\tau \sim 1$, колебания могут попасть в интригующий режим апериодического затухания. В данной работе мы проследим за эволюцией спектра при ориентационном переходе второго рода в легкоосном ферромагнетике во внешнем магнитном поле.

Динамика поворотов намагниченности $\boldsymbol{m}$ описывается уравнением Ландау – Лифшица

$$\begin{aligned} \dot{\boldsymbol{m}} &= \gamma[\mathfrak{h} \times \boldsymbol{m}], \\ \mathfrak{h} &= \beta m_z \boldsymbol{z} + \boldsymbol{h} - \alpha \dot{\boldsymbol{m}}, \end{aligned} \tag{1}$$

где γ — гиромагнитное отношение свободного электрона, $\mathfrak{h}$ — эффективное поле, $\boldsymbol{h}$ — магнитное поле, β — основная константа анизотропии ($U_{an} = -\beta m_z^2/2$), α — диссипативный коэффициент Гильберта. Для простоты рассматриваем однодоменный сферический образец, чтобы не учитывать поле размагничивания.

При $\beta > 0$ в поле $\boldsymbol{h}$, направленном вдоль оси $\boldsymbol{x}$ в базисной плоскости кристалла, намагниченность поворачивается на некоторый угол θ в сторону поля. В равновесии уравнение (1) даёт

$$(h - \beta m_x) m_z = 0,$$

что приводит к следующим решениям (см. [2])

$$\begin{aligned} &h < h_c = \beta m : \sin\theta = \frac{h}{h_c}; \\ &h > h_c : m_x = m. \end{aligned} \tag{2}$$

В критическом поле $h = h_c$ компонента m_z обращается в нуль — она является параметром порядка ориентационного перехода.

Введём повёрнутые на тот же угол θ вокруг оси $\boldsymbol{y}$ орты $\boldsymbol{z}', \boldsymbol{x}'$. При этом намагниченность равна

$$\boldsymbol{m} = \boldsymbol{z}' \sqrt{m^2 - m_{x'}^2 - m_y^2} + \boldsymbol{x}' m_{x'} + \boldsymbol{y} m_y. \tag{3}$$

В линейном приближении по $\delta\boldsymbol{m}$ имеем

$$\begin{aligned} \gamma^{-1}\delta\dot{m}_{x'} &= -h_c \delta m_y - \alpha m \dot{m}_y \\ \gamma^{-1}\delta\dot{m}_y &= h_c^{-1}(h_c^2 - h^2)\delta m_{x'} + \alpha m \dot{m}_{x'}. \end{aligned} \tag{4}$$

Для решений $\delta\boldsymbol{m} \propto e^{-\nu t}$ получаем[1)] стандартное для осциллятора характеристическое уравнение

$$\begin{aligned} &\nu^2 + 2\lambda\nu + \omega_0^2 = 0, \\ &\lambda = \alpha\gamma^2 m \frac{2h_c^2 - h^2}{2h_c}, \\ &\omega_0 = \gamma\sqrt{h_c^2 - h^2}. \end{aligned} \tag{5}$$

* E-mail: sofyagotovko@gmail.com

1) Квадратичную по α поправку в коэффициенте при ν^2 опускаем — её учёт приводит к превышению точности

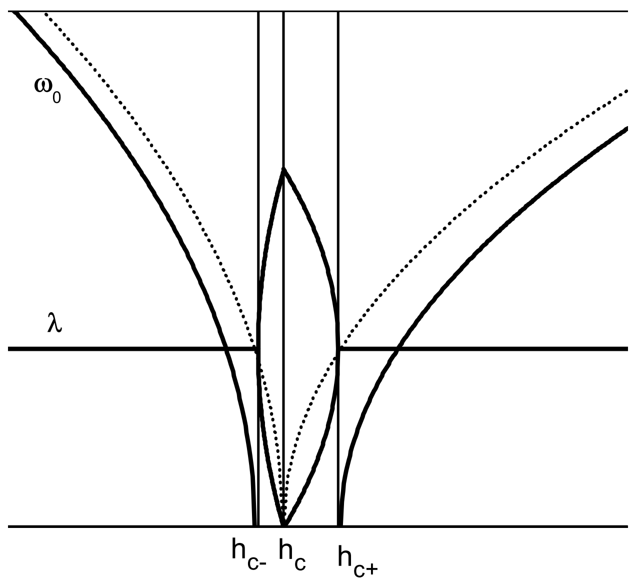

Рис. 1. Жирными линиями изображены собственная частота ω_0 и параметра затухания λ, пунктир — спектр без затухания

Обычно величина ν комплексна, и собственные моды осциллятора имеют вид

$$e^{-\lambda t}(a \sin \omega t + b \cos \omega t), \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \lambda^2}. \tag{6}$$

Однако вблизи перехода $h \to h_c$ параметр затухания остаётся конечным

$$\lambda \to \lambda_c = \alpha \gamma^2 m \frac{h_c}{2},$$

и тогда обязательно собственная частота ω обращается в нуль в поле

$$h \to h_{c-} = h_c - \frac{1}{8}(\gamma \alpha m)^2 h_c, \tag{7}$$

где $\omega_0 = \lambda_c$. При дальнейшем приближении к критическому полю частота остаётся равной нулю и вместо (6) получаем две чисто затухающие моды апериодического затухания

$$a e^{-\lambda_+ t} + b e^{-\lambda_- t}, \lambda_\pm = \lambda_c \pm \sqrt{\lambda_c^2 - \omega_0^2}. \tag{8}$$

При этом параметр порядка ориентационного перехода m_z продолжает убывать до поля $h = h_c$, одно из времён релаксации, $\tau_+ = \lambda_+^{-1}$, остаётся конечным, а второе — возрастает:

$$\tau_- = \frac{1}{\lambda_-} \propto \frac{1}{|h - h_c|}. \tag{9}$$

В поле $h > h_c$ фиксируется ориентация $\boldsymbol{m} \parallel \boldsymbol{x}$. Уравнение (1) для малых отклонений сводится к

$$\begin{aligned} \gamma^{-1} \delta \dot{m}_y &= (\beta m - h) \delta m_z - \alpha m \delta \dot{m}_z, \\ \gamma^{-1} \delta \dot{m}_z &= h \delta m_y + \alpha m \delta \dot{m}_y, \end{aligned} \tag{10}$$

и осциллятор задаётся параметрами

$$\lambda = \frac{\gamma^2 m h \alpha}{2},$$
$$\omega_0 = \gamma \sqrt{h(h - h_c)}.$$

Вблизи h_c можно положить

$$\lambda = \lambda_c, \, \omega_0 = \gamma \sqrt{h_c(h - h_c)}.$$

Здесь частота тоже отсутствует в интервале

$$h_c < h < h_{c+} = h_c + \frac{1}{4}(\gamma \alpha m)^2 h_c. \tag{11}$$

При стремлении же $h \to h_c$ обращается в нуль и параметр λ_-, т. е. состояние $m_x = m$ теряет устойчивость, и начинается поворот намагниченности. Здесь также τ_- возрастает по закону (9), однако амплитуда полюса больше в два раза — таким образом, обсуждаемое изменение спектра обеспечивает режим затухания Ландау–Халатникова [3] (см. также §101 в книге [4]).

Рисунок демонстрирует установленную эволюцию спектра вблизи h_c, где $\omega \tau < 3$.

Таким образом, вблизи термодинамического перехода второго рода может возникать апериодическое затухание, что является кинетическим переходом нового типа к особому — *маргинальному* — состоянию среды.

Благодарности. Авторы благодарят Е. И. Каца и Л. А. Мельниковского за полезное обсуждение и замечания.

Финансирование. Работа одного из авторов (С. К. Г.) выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 22-12-00259-П).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика*, Наука, Москва (1988).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982) §41.
3. Л. Д. Ландау, И. М. Халатников, ДАН СССР **96**, 469 (1954).
4. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979) §101.