

## Аномальное поглощение ультразвука в гадолинии в магнитном поле

© Х.К. Алиев, И.К. Камилов, Х.И. Магомедгаджиев, М.-Г.К. Омаров

Дагестанский государственный университет,  
367025 Махачкала, Россия

(Поступила в Редакцию 31 июля 1996 г.)

В монокристалле гадолиния измерен коэффициент поглощения продольных ультразвуковых волн (15 МГц)  $\alpha_k$ , распространяющихся перпендикулярно направлению магнитного поля  $\mathbf{H}$ . Обнаружено, что в полях  $H \leq 600$  Ое пик  $\alpha_k$  смещается в сторону низких температур, а само поглощение растет по абсолютной величине с увеличением  $H$ . На основе динамического скейлинга показано, что аномальное поведение  $\alpha_k$  в полях  $H \leq 600$  Ое может быть объяснено введением магнетополевого аналога релаксационного механизма Ландау–Халатникова.

При экспериментальном изучении влияния магнитного поля  $H$  на распространение ультразвуковых волн (УЗ-волн) вблизи точки Кюри  $T_c$  гадолиния нами обнаружено аномальное поведение коэффициента поглощения  $\alpha_k$  продольных УЗ-волн, которое заключается в следующем. Как видно из рис. 1, при  $H = 0$  кривая температурной зависимости  $\alpha_k$  в области точки Кюри проходит через асимметричный пик. В полях  $\mathbf{H}$ , перпендикулярных  $c$ -оси и направлению распространения УЗ-волн ( $c$ -ось), значение  $\alpha_k$  увеличивается, а сама кривая  $\alpha_k(T)$  становится симметричной. С ростом  $H$  максимум  $\alpha_k$  смещается в сторону низких температур. Это смещение и рост пикового значения  $\alpha_k$  продолжают вплоть до  $H = 500$ – $600$  Ое. Дальнейшее увеличение  $H$  приводит к уширению максимума и его смещению в сторону высоких температур.

Рассмотрим поведение  $\alpha_k$  и его максимума в магнитных полях до 600 Ое. Здесь прежде всего необходимо отметить, что максимум  $\alpha_k$  как при  $H = 0$ , так и при  $H \neq 0$  наблюдается в магнитоупорядоченной фазе. В этой области температур и полей температурные зависимости  $\alpha_k$ , снятые в различных полях, имеют много общего с зависимостями  $\alpha_k(T)$  при различных частотах. В том и в другом случае наблюдается рост пикового значения и смещение максимума в сторону низких температур с ростом  $\omega$  или  $H$ , что дает основание, как и в случае  $\alpha_k - \omega - T$ -данных, использовать представления релаксационного механизма Ландау–Халатникова [1] для обработки экспериментальных данных, заменив в них  $\omega$  на  $H$ . Корректность этой замены обусловлена тем, что при наложении полей  $\mathbf{H}$ , перпендикулярных  $c$ -оси, возникает прецессия однородной намагниченности вокруг направления поля, частота которой линейно зависит от  $H$ .

Представленные на рис. 2 в двойном логарифмическом масштабе зависимости  $t_{\max}$  и  $\alpha_{\max}$  от  $H$  подтверждают справедливость этого предположения. Здесь и далее под  $H$  подразумевается внутреннее магнитное поле  $H_i = H - N_p M$ , где  $N_p$  — размагничивающий фактор, который определялся из экспериментальных данных восприимчивости  $\chi$ , соответствующих условию  $1/\chi = N_p$ . Действительно, экспериментальные

точки ложатся на прямые, соответствующие степенным закономерностям  $H \sim t_{\max}^x$  ( $x = 1.25 \pm 0.05$ ) и  $\alpha_{\max} \sim H^{1+y}$  ( $(1+y) = 0.82 \pm 0.06$ ). Следовательно, в соответствии со скейлинговыми представлениями экспериментальные  $\alpha_k - H - T$ -данные можно описать одним уравнением

$$\alpha_k / \alpha_{\max} = \frac{At^{-x}}{1 + A^2 t^{-2x} H^2}, \quad (1)$$

где  $At^{-x}H$  выступает в качестве  $\omega\tau$ ,  $A$  — некоторая постоянная, которая не зависит от  $T$  и  $H$ . Это уравнение справедливо только в том случае, когда время релаксации  $\tau$  не зависит от  $H$ . То, что  $\tau$  не зависит от  $H$ , нами было показано в [2].

Результаты обработки  $\alpha_k - H - T$ -данных в соответствии с (1) представлены на рис. 3. Лучшее согласие экспериментальных данных с этим уравнением наблюдается при  $x = 1.25$  и  $A = 7.5 \cdot 10^{-6}$  для  $T < T_c$  и  $A = 1.25 \cdot 10^{-6}$  для  $T > T_c$  (штриховая линия на рис. 3), что дает возможность утверждать, что не только при  $T < T_c$ , но и при  $T > T_c$  особенности температурной зависимости  $\alpha_k$  в различных магнитных полях ( $H < 600$  Ое) обусловлены релаксационным механизмом Ландау–Халатникова. В таком случае максимум  $\alpha_k$  появляется при  $\omega\tau = AHt^{-x} = 1$ . Отсюда следует, что температурную зависимость  $\tau$  можно восстановить из смещения максимума  $\alpha_k$  в сторону низких температур с ростом  $H$ . Как видно из рис. 2, зависимость  $H^{-1}$  от  $t_{\max}$ , а следовательно, и зависимость  $\tau$  от  $t_{\max}$  соответствуют степенной закономерности с показателем  $x = 1.25 \pm 0.05$  и  $\tau_0 = 2.67 \cdot 10^{-12}$  с. Сравнение значений  $x$  и  $\tau_0$  с величинами, полученными из  $\alpha_k - \omega - T$ -данных, показывает, что время релаксации в магнитном поле при  $T \rightarrow T_c$  изменяется сильнее (см. табл. 1 в [3]), тогда как абсолютные значения  $\tau_0$  не претерпевают существенных изменений. А это в свою очередь приводит к тому, что динамический критический индекс  $z = 1.76$ , оцененный из соотношения  $z = x/\nu$  (корреляционная длина  $r_c \sim t^{-\nu}$ ), близок к значению для нормальной дипольной динамики ( $z = 2$  [4]).

Кроме того, отметим, что квадратичная зависимость  $\Delta\alpha$  от  $H$ , предсказываемая поляризационным

механизмом [5], следует из пропорциональности намагниченности  $H$ , которая, как показывают экспериментальные исследования магнитных свойств [6], не выполняется практически во всем исследованном интервале температур и, особенно, вблизи  $T_c$ . Можно показать, что квадратичная полевая зависимость  $\Delta\alpha$  следует из релаксации однородной намагниченности. При линейной связи звуковых волн с параметром

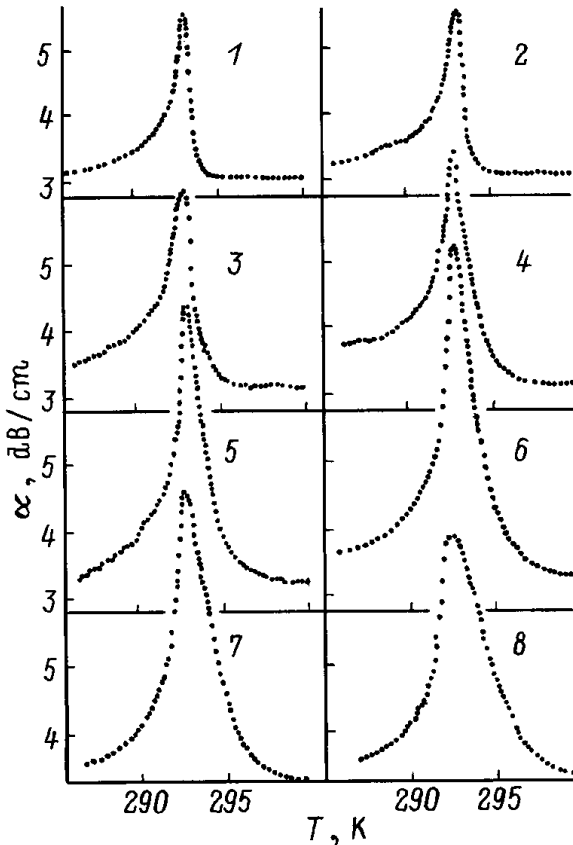


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента поглощения ультразвуковых волн (15 МГц) для  $c$ -оси гадолиния в магнитных полях  $H \perp c$ .  $H$  (Ое): 1 — 0, 2 — 100, 3 — 130, 4 — 300, 5 — 400, 6 — 500, 7 — 600, 8 — 750.

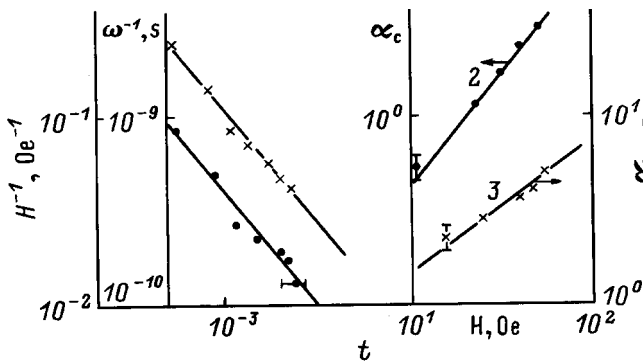


Рис. 2. Двойные логарифмические зависимости  $H_i^{-1}$  от  $t_{max}$  (1),  $\tau(\omega^{-1})$  от  $t$  (1'), а также  $\alpha_c (T = T_c)$  (2) и  $\alpha_{max}$  (3) от  $H_i$ .  $H_i$  — внутреннее магнитное поле.

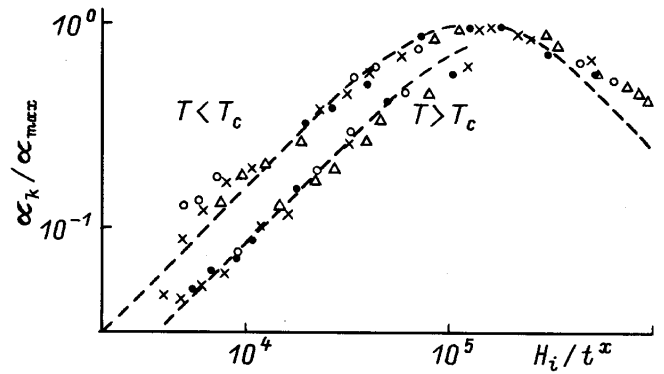


Рис. 3. Скейлинговое представление поглощения в полях  $H < 600$  Ое. Точки различной конфигурации соответствуют значению  $H$ , приведенным на рис. 1.

порядка, согласно Кавасаки [7], имеем

$$\alpha_R(\omega) = r_c^{2/\nu-3} \omega f(r_c^z \omega). \quad (2)$$

Отсюда при  $r_c^z \omega \ll 1$  следует, что  $\alpha_R(\omega) \sim \omega^2 r_c^{2/\nu-3+z}$ , так как в этом случае  $f(x) \approx x$ . В слабом поле (поле считается слабым, если его энергия меньше, чем энергия критических флуктуаций) корреляционный радиус не зависит от магнитного поля [4], а поэтому полевая зависимость  $\alpha_k$  определяется  $\omega$ , которая, как известно, пропорциональна  $H$ .

Авторы благодарны А.С. Боровику-Романову и Р.З. Левитину за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-02-05170-а).

### Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, И.М. Халатников. ДАН СССР **96**, 469 (1954).
- [2] Х.К. Алиев, И.К. Камилов, Х.И. Магомедгаджиев и др. ФТТ **26**, 1, 265 (1984).
- [3] Х.К. Алиев, И.К. Камилов, Х.И. Магомедгаджиев и др. ЖЭТФ **95**, 5, 1896 (1989).
- [4] С.В. Малеев. Препринт ЛИЯФ № 1038. Л. (1985).
- [5] S. Maekawa, M. Tachiki. Phys. Rev. **B18**, 1, 3736 (1978).
- [6] И.К. Камилов, Х.К. Алиев. Статические критические явления в магнитоупорядоченных кристаллах. Махачкала (1993). 197 с.
- [7] K. Kawasaki. In: Proc. Conf. Int. friction and ultrasonic attenuation in solids. University of Tokyo Press, Tokyo (1977). P. 29.