ЖЭТФ, 1998, том 114, вып. 6(12), стр. 2111–2121

О ПОЛЕВОЙ ЗАВИСИМОСТИ МОДУЛЯ ЮНГА В МОНОКРИСТАЛЛЕ ГАДОЛИНИЯ

В. Ю. Бодряков

Уральский государственный технический университет (УПИ), 620002, Екатеринбург, Россия

*В. М. Зверев**

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук 117924, Москва, Россия

С. А. Никитин

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова 119899, Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 апреля 1998 г.,
после переработки 15 мая 1998 г.

Измерена полевая зависимость модуля Юнга вдоль гексагональной оси c в монокристалле гадолиния в широкой области температур и величин магнитного поля, направленного параллельно оси c. Обнаружено, что изотермы полевой зависимости ΔE-эффекта в гадолинии хорошо аппроксимируются линейной зависимостью от квадрата намагниченности в области как слабых, так и сильных магнитных полей, а также выше и ниже температуры спин-переориентационного перехода. Показано, что полученные экспериментальные закономерности вблизи ферромагнитного перехода могут быть интерпретированы в рамках подхода, основанного на теории Ландау фазовых переходов второго рода. Определены параметры такого подхода для гадолиния на основе анализа экспериментальных данных.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования магнитоупругих взаимодействий в редкоземельных (РЗ) металлах имеют важное значение как для понимания природы магнитных фазовых превращений в этих металлах, так и для их практического применения [1]. Одним из эффективных методов исследования магнитоупругих взаимодействий в РЗ-металлах является изучение особенностей температурной и полевой зависимостей упругих модулей и внутреннего трения в области магнитных фазовых переходов. Эти исследования позволяют не только определять важные экспериментальные параметры РЗ-металлов, но и проверять применимость теоретических подходов к описанию магнитоупругих явлений в этих металлах (см., например, [2]). Хотя к настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал об упругих свойствах и внутреннем трении РЗ-металлов (см., например, [3–8]), полевые зависимости аномалий упругих свойств и внутренне-

*E-mail: zverev@sci.lpi.ac.ru

го трения в области магнитных фазовых переходов изучены не достаточно полно и не получили адекватного теоретического объяснения.

В частности, применительно к гадолинию детальные изотермы полевой зависимости упругого модуля $C_{33}(T, H)$ в широкой области температур T измерены только в геометрии, при которой магнитное поле H ориентировано в базисной плоскости [7]. При этом получены сложные полевые зависимости модуля $C_{33}(T, H)$, которые до сих пор не нашли теоретического истолкования. Последнее, по-видимому, обусловлено трудностью расчета зависящего от магнитного поля вклада доменной структуры в модуль $C_{33}(T, H)$ в указанной геометрии.

Влияние магнитного поля, направленного вдоль гексагональной оси монокристалла гадолиния, на температурную зависимость упругого модуля $C_{33}(T, H)$ исследовано в работе [3] в сравнительно ограниченной области температур ниже температуры спин-переориентационного перехода. Интерпретации обнаруженных закономерностей посвящены работы [9, 10]. При этом, во-первых, осталась неизученной в указанной геометрии полевая зависимость упругого модуля $C_{33}(T, H)$ в области температур выше температуры спин-переориентационного перехода, и, во-вторых, не были установлены экспериментальные зависимости полевых изотерм упругого модуля $C_{33}(T, H)$ от квадрата намагниченности как выше, так и ниже температуры спин-переориентационного перехода. Последнее особенно важно, поскольку представляет удобный способ для количественного сравнения экспериментальных закономерностей с предсказаниями теории и тем самым открывает возможность для определения параметров теории на основе такого сравнения.

Гадолиний является удобным модельным объектом для теоретического исследования магнитного вклада в упругие модули в случае, когда магнитное поле направлено вдоль гексагональной оси c. Это обусловлено тем, что вектор спонтанной намагниченности в монокристалле гадолиния направлен вдоль этой оси в интервале температур $T_{SR} < T < T_C$, где $T_{SR} \simeq 230$ К — температура спин-переориентационного перехода и $T_C = 293$ К — температура Кюри (см., например, [11]). Наложение сравнительно слабого магнитного поля $H > 0.5$ кЭ, параллельного гексагональной оси, приводит к тому, что в указанной области температур только парапроцесс определяет изменения как намагниченности, так и магнитного вклада в упругие модули. Это обстоятельство позволяет пренебречь вкладом доменной структуры в упругие модули, что существенно упрощает теоретический подход, используемый для описания температурной и полевой зависимостей упругих модулей гадолиния вблизи температуры Кюри. Ниже в основу такого подхода будет положена феноменологическая теория Ландау фазовых переходов второго рода и разработанный в [12] метод, которые свободны от модельных представлений о природе ферромагнетизма и магнитоупругости.

Целью настоящей работы является измерение полевой зависимости модуля Юнга $E(T, H) = C_{33}(T, H)$ вдоль гексагональной оси c в монокристалле гадолиния в широкой области температур и величин магнитного поля, приложенного параллельно оси c, установление экспериментальных зависимостей полевых изотерм ΔE-эффекта от квадрата намагниченности, интерпретация обнаруженных закономерностей вблизи ферромагнитного перехода в рамках подхода, основанного на теории Ландау фазовых переходов второго рода и определение параметров такого подхода для гадолиния на основе анализа экспериментальных данных.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для решения сформулированных выше задач были выполнены детальные измерения на звуковых частотах 1–3 кГц модуля Юнга $E(T, H)$ вдоль гексагональной оси c в монокристалле гадолиния в широкой области температур $80 \leq T \leq 350$ К и величин магнитного поля $H \leq 12.9$ кЭ, направленного параллельно оси c. Модуль Юнга измерялся методом, описанным в [13], в котором используется электростатический способ возбуждения автоколебаний в области звуковых частот в консольно закрепленном образце, имеющем форму тонкого стержня.

Экспериментальные данные для температурной зависимости модуля Юнга $E(T, H)$ при различных значениях магнитного поля представлены на рис. 1. Прямая $E_0(T)$ на этом рисунке изображает экстраполяцию модуля Юнга по линейному температурному закону из парамагнитной области в область температур ниже T_C в пренебрежении магнитными фазовыми переходами. Основанием для такой экстраполяции является экспериментально установленная линейная температурная зависимость модуля Юнга $E_0(T)$ в парамагнитном состоянии выше температуры Кюри. Ломанная кривая *1* на обсуждаемом рисунке, полученная в отсутствие магнитного поля, соответствует результатам работ [3–6], согласно которым аномалии в температурной зависимости модуля $E(T, 0)$, имеющие место в окрестности температур $T_C \simeq 293$ К и $T_{SR} \simeq 230$ К, отвечают пе-

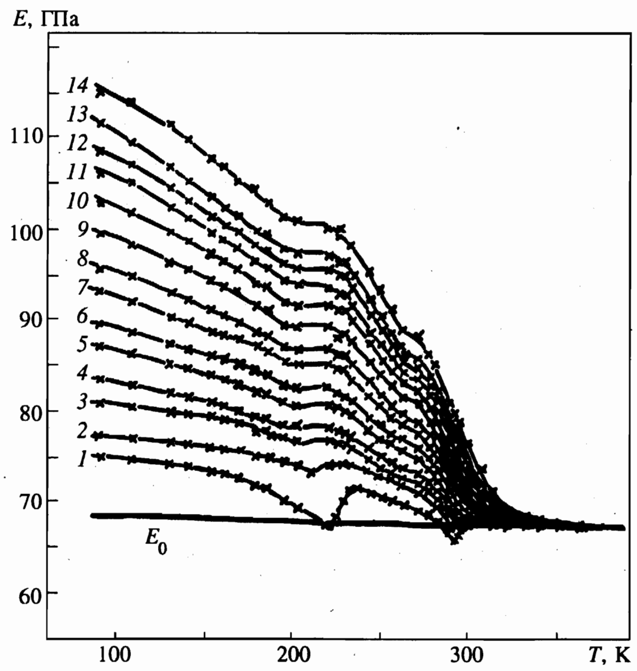

Рис. 1. Температурные зависимости модуля Юнга $E(T, H)$, измеренного вдоль гексагональной оси c в монокристалле гадолиния при различных значениях магнитного поля **H** || **c** в кЭ: *1* — 0, *2* — 0.3, *3* — 1.1, *4* — 1.5, *5* — 2.3, *6* — 2.9, *7* — 3.8, *8* — 4.5, *9* — 5.7, *10* — 6.9, *11* — 8.0, *12* — 9.0, *13* — 10.2, *14* — 12.9. Прямая $E_0(T)$ представляет экстраполяцию модуля Юнга из парамагнитного состояния

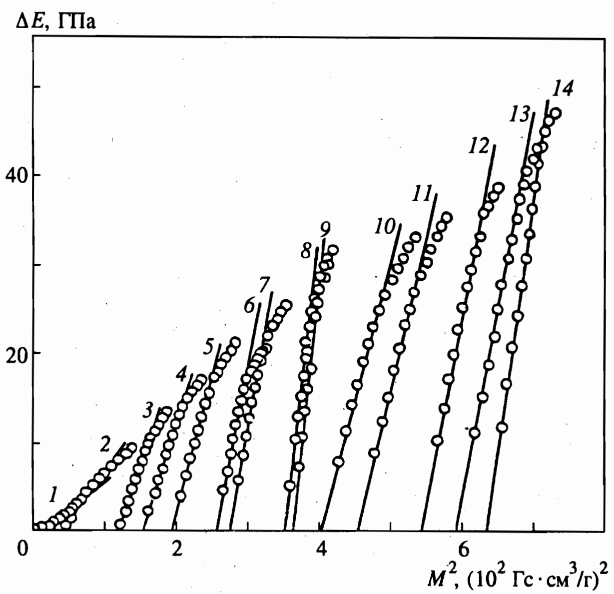

Рис. 2. Изотермы полевой зависимости ΔE-эффекта вдоль оси c в монокристалле гадолиния в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ как функции квадрата намагниченности $M^2(T, H)$ при различных температурах T в К: *1* — 300, *2* — 289, *3* — 278, *4* — 271, *5* — 261, *6* — 251, *7* — 239, *8* — 223, *9* — 218, *10* — 192, *11* — 173, *12* — 150, *13* — 120, *14* — 81

реходу из парамагнитного состояния в ферромагнитное и спин-переориентационному переходу. При этом вблизи температуры Кюри имеет место хорошо определенный отрицательный ΔE-эффект, т. е. $\Delta E(T, 0) = E(T, 0) - E_0(T) < 0$. Следует также обратить внимание на значительное различие величин аномалии модуля $E(T, 0)$ вблизи температуры спин-переориентационного перехода, которое видно при сравнении кривой *1* на рис. 1 и рис. 1 работы [7]. Такое различие может быть обусловлено разной чистотой образцов, использованных в экспериментах. Как отмечено в работе [7], в сверхчистых образцах гадолиния аномалия модуля $E(T, 0)$ вблизи температуры T_{SR} оказывается меньше.

В конечном магнитном поле данные, представленные на рис. 1, в области температур $T > T_{SR}$ дополняют низкотемпературные результаты, приведенные на рис. 6 работы [3], и результаты на рис. 2 работы [6], полученные при одном значении магнитного поля $H = 25$ кЭ. Согласно рис. 1, с увеличением магнитного поля аномалии в температурной зависимости $E(T, H)$ вблизи T_C и T_{SR} сглаживаются, а величина модуля $E(T, H)$ существенно возрастает. При этом магнитное поле $H \simeq 1.1$ кЭ ликвидирует отрицательный ΔE-эффект вблизи температуры Кюри. В области температур $T_{SR} < T < T_C$ указанные закономерности относятся к парапроцессу, поскольку, согласно нашим измерениям, вклад доменной структуры в модуль Юнга, имеющий место в исследуемой геометрии в слабых полях $H < 0.5$ кЭ, не превышает 0.1 %.

Для более детального исследования полевой зависимости модуля Юнга $E(T, H)$ в гадолинии и установления качественно новых закономерностей представляет интерес исследовать экспериментальные зависимости изменения модуля Юнга в магнитном поле $\Delta E(T, H) = E(T, H) - E(T, 0)$ от квадрата намагниченности $M^2(T, H)$ как выше, так и ниже температуры спин-переориентационного перехода. На рис. 2 представлены результаты такого исследования, т. е. изотермы полевой зависимости ΔE-эффекта в гадолинии вдоль гексагональной оси c как функции квадрата намагниченности $M^2(T,H)$ при различных температурах. При построении таких изотерм были использованы дополнительные данные по намагниченности в поле того же самого образца, на котором измерялся модуль Юнга. Анализ рис. 2 позволяет сформулировать два важных результата. Во-первых, видно, что экспериментальные данные хорошо ложатся на прямые линии как в области сравнительно слабых магнитных полей (прямые *3–14*), когда изменение квадрата намагниченности $M^2(T,H) - M^2(T,0)$, индуцированное полем, мало по сравнению с величиной квадрата спонтанной намагниченности $M^2(T,0)$ при заданной температуре, так и в области сильных магнитных полей, когда намагниченность определяется в основном полем (прямые *1, 2*). Во-вторых, что особенно важно подчеркнуть, изотермы полевой зависимости ΔE-эффекта в гадолинии хорошо аппроксимируются линейной зависимостью от квадрата намагниченности как выше, так и ниже температуры спин-переориентационного перехода. Таким образом, обнаруживается определенное сходство в закономерностях полевой зависимости ΔE-эффекта в гадолинии как функции квадрата намагниченности в областях температур, отвечающих различным по своей природе фазовым переходам.

В следующих разделах мы количественно проанализируем обнаруженные экспериментальные закономерности в полевой зависимости ΔE-эффекта в гадолинии вблизи ферромагнитного перехода в рамках подхода, основанного на теории Ландау фазовых переходов второго рода, и определим параметры такого подхода для гадолиния из анализа полученных экспериментальных данных.

3. ТЕМПЕРАТУРНАЯ И ПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТИ УПРУГИХ МОДУЛЕЙ ФЕРРОМАГНЕТИКА ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ

Для того чтобы в рамках теории Ландау фазовых переходов второго рода проанализировать с необходимой нам точностью температурную и полевую зависимости упругих модулей ферромагнетика, следует выйти за рамки приближений работ [12, 14] и использовать разложение для плотности свободной энергии в виде (см., например, [15])

$$F_M(T,M,\hat{u}) = F_0(T,\hat{u}) + \frac{1}{2}\left\{\alpha(\hat{u})\,[T - T_C(\hat{u})] + \frac{1}{2}\alpha_2(\hat{u})\,[T - T_C(\hat{u})]^2\right\}M^2 + \\ + \frac{1}{4}\left\{b(\hat{u}) + \alpha_3(\hat{u})\,[T - T_C(\hat{u})]\right\}M^4 + \frac{1}{6}a_5(\hat{u})M^6, \tag{3.1}$$

где T — температура, M — намагниченность и $\hat{u}$ — тензор однородных деформаций.

Выражение (3.1) отвечает геометрии описанного выше эксперимента вблизи температуры Кюри, когда магнитное поле H и намагниченность M направлены вдоль гексагональной оси c монокристалла гадолиния. Соотношение (3.1) приводит к следующему выражению для тензора упругих модулей ферромагнетика при постоянном магнитном поле:

$$C_{ij}^H(T,H) = C_{ij}^0(T) - \frac{C_{ij}^{(1)}}{1+\xi(T,H)} + \frac{1}{1+\xi(T,H)}\left[C_{ij}^{(2)} + \frac{C_{ij}^{(3)}}{1+\xi(T,H)}\right]\times$$

$$\times\left(1-\frac{T}{T_C}\right)+\left[C_{ij}^{(4)}+\frac{C_{ij}^{(5)}}{1+\xi(T,H)}+\frac{C_{ij}^{(6)}}{[1+\xi(T,H)]^2}\right]\frac{b}{\alpha T_C}M^2(T,H). \quad (3.2)$$

Здесь $C_{ij}^0(T)=\left(\partial^2F_0/\partial u_i\partial u_j\right)_T$ — тензор упругих модулей парамагнитного состояния в отсутствие магнитного поля, а $C_{ij}^{(n)}$ — тензоры магнитоупругих коэффициентов, для которых в соответствии с (3.1) имеем

$$\begin{aligned}
C_{ij}^{(1)}&=\frac{(\alpha T_C)^2}{2b}\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_i}\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_j},\\
C_{ij}^{(2)}&=-\frac{(\alpha T_C)^2}{2b}\left[\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_i}\frac{\partial\ln\alpha}{\partial u_j}+\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_j}\frac{\partial\ln\alpha}{\partial u_i}-\frac{2\alpha_2T_C}{\alpha}\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_i}\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_j}\right],\\
C_{ij}^{(3)}&=-\left(\frac{\alpha^2\alpha_3T_C^3}{2b^2}\right)\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_i}\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_j},\\
C_{ij}^{(4)}&=-\frac{(\alpha T_C)^2}{2b}\times\\
&\times\left[\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_i}\frac{\partial\ln\alpha}{\partial u_j}+\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_j}\frac{\partial\ln\alpha}{\partial u_i}+\frac{1}{T_C}\frac{\partial^2T_C}{\partial u_i\partial u_j}-\frac{\alpha_2T_C}{\alpha}\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_i}\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_j}\right],\\
C_{ij}^{(5)}&=\frac{(\alpha T_C)^2}{2b}\left[\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_i}\frac{\partial\ln b}{\partial u_j}+\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_j}\frac{\partial\ln b}{\partial u_i}-\frac{2\alpha_3T_C}{b}\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_i}\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_j}\right],\\
C_{ij}^{(6)}&=a_5\left(\frac{\alpha T_C}{b}\right)^3\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_i}\frac{\partial\ln T_C}{\partial u_j}.
\end{aligned} \quad (3.3)$$

Зависимость тензора (3.2) от магнитного поля описывается не только последним слагаемым правой части (3.2), пропорциональным $M^2(T,H)$, но и безразмерным параметром [16]

$$\xi(T,H)=\frac{H}{2bM^3(T,H)}. \quad (3.4)$$

При получении формулы (3.2) было использовано уравнение магнитного состояния ферромагнетика, отвечающее (3.1):

$$\frac{H}{M}=\alpha(T-T_C)+\frac{1}{2}\alpha_2(T-T_C)^2+[b+\alpha_3(T-T_C)]\,M^2+a_5M^4. \quad (3.5)$$

Второе слагаемое правой части (3.2) соответствует результату работы [12] и в пределе поля $H=0$ описывает «скачок» упругих модулей в точке Кюри, поскольку, согласно (3.4) и (3.5), $\xi(T,0)=\infty$ при $T>T_C$ и $\xi(T,0)=0$ при $T<T_C$. Следующие слагаемые правой части (3.2) при $H=0$ описывают изменение угла наклона температурной зависимости упругих модулей, пропорциональное $M^2(T,0)$, при переходе в ферромагнитное состояние, что соответствует результату работы [14]. В конечном магнитном поле выражение подобное (3.2) изучалось в работах [16] применительно к модели Стонера слабоферромагнитного металла.

Формулы (3.2) и (3.5) позволяют изучать температурную и полевую зависимости упругих модулей ферромагнетика вблизи температуры Кюри. Рассмотрим сначала область температур ниже температуры Кюри ($T < T_C$). Тогда в случае слабого магнитного поля,

$$H^{2/3} \ll \frac{\alpha T_C}{b^{1/3}} \left(1 - \frac{T}{T_C}\right), \tag{3.6}$$

находим из (3.2) и (3.5) следующую зависимость тензора упругих модулей от температуры и магнитного поля:

$$\begin{aligned} C_{ij}^H(T,H) = C_{ij}^0(T) - C_{ij}^{(1)} + C_{ij}^{(7)}\left(1 - \frac{T}{T_C}\right) + \\ + \left[C_{ij}^{(1)} + C_{ij}^{(8)}\left(1 - \frac{T}{T_C}\right)\right]\left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^{-3/2} \frac{b^{1/2}H}{2(\alpha T_C)^{3/2}}, \end{aligned} \tag{3.7}$$

где

$$\begin{aligned} C_{ij}^{(7)} = \sum_{n=2}^{6} C_{ij}^{(n)} = -\frac{(\alpha T_C)^2}{2b}\left[\frac{\partial \ln T_C}{\partial u_i}\frac{\partial \ln(\alpha^2/b)}{\partial u_j} + \frac{\partial \ln T_C}{\partial u_j}\frac{\partial \ln(\alpha^2/b)}{\partial u_i} + \right. \\ \left. + \frac{1}{T_C}\frac{\partial^2 T_C}{\partial u_i \partial u_j} + \left(\frac{3\alpha_3 T_C}{b} - \frac{3\alpha_2 T_C}{\alpha} - \frac{2\alpha a_5 T_C}{b^2}\right)\frac{\partial \ln T_C}{\partial u_i}\frac{\partial \ln T_C}{\partial u_j}\right], \end{aligned}$$

$$C_{ij}^{(8)} = -C_{ij}^{(2)} - 2C_{ij}^{(3)} + 2C_{ij}^{(4)} + C_{ij}^{(5)}.$$

В квадратных скобках последнего слагаемого в правой части формулы (3.7) мы удержали член, пропорциональный малому параметру $(1-T/T_C) \ll 1$, поскольку, как будет видно ниже, в случае гадолиния имеет место неравенство $C_{33}^{(1)} \ll C_{33}^{(8)}$. Это отличает (3.7) от формулы, которая в этом пределе может быть получена на основе работ [12, 14].

Перейдем к рассмотрению случая, отвечающего сильному магнитному полю, когда выполнены неравенства

$$\frac{2\alpha T_C}{3b^{1/3}}\left|1 - \frac{T}{T_C}\right| \ll H^{2/3} \ll \frac{b^{5/3}}{a_5}, \tag{3.8}$$

где правое неравенство (3.8) означает малость слагаемого $a_5 M^4$ в уравнении (3.5) по сравнению с bM^2. В этих условиях зависимость упругих модулей (3.2) от температуры и магнитного поля описывается следующим выражением:

$$C_{ij}^H(T,H) = C_{ij}^0(T) - \frac{2}{3}C_{ij}^{(1)} - \frac{2}{9}C_{ij}^{(1)}\left(1 - \frac{T}{T_C}\right)\frac{\alpha T_C}{b^{1/3}H^{2/3}} + C_{ij}^{(9)}\frac{b^{1/3}H^{2/3}}{\alpha T_C}, \tag{3.9}$$

где

$$C_{ij}^{(9)} = C_{ij}^{(4)} + \frac{2}{3}C_{ij}^{(5)} + \frac{4}{9}C_{ij}^{(6)}.$$

При выполнении дополнительного условия для величины магнитного поля

$$\left[\frac{2C_{ij}^{(1)}}{9C_{ij}^{(9)}}\right]^{1/2}\frac{\alpha T_C}{b^{1/3}}\left|1 - \frac{T}{T_C}\right|^{1/2} \ll H^{2/3} \tag{3.10}$$

выражение (3.9) принимает вид

$$C_{ij}^H(T,H) = C_{ij}^0(T) - \frac{2}{3}C_{ij}^{(1)} + C_{ij}^{(9)}\frac{b^{1/3}H^{2/3}}{\alpha T_C}. \tag{3.11}$$

Подчеркнем здесь, что формула (3.11) представляет собой выход за рамки приближения работы [12], согласно которой при $T \simeq T_C$ упругий модуль не зависит от магнитного поля. Из формулы (3.11) следует, что магнитное поле

$$H_C = \frac{(\alpha T_C)^{3/2}}{b^{1/2}}\left[\frac{2C_{ij}^{(1)}}{3C_{ij}^{(9)}}\right]^{3/2} \tag{3.12}$$

компенсирует «отрицательный» скачок упругого модуля при $T = T_C$.

Наконец, рассмотрим область температур, отвечающую парамагнитному состоянию ($T > T_C$). Тогда в случае слабого магнитного поля,

$$H^{2/3} \ll \frac{\alpha T_C}{b^{1/3}}\left(\frac{T}{T_C} - 1\right), \tag{3.13}$$

зависимость тензора упругих модулей от температуры и магнитного поля, согласно (3.2) и (3.5), принимает вид (ср. с [4, 17])

$$C_{ij}^H(T,H) = C_{ij}^0(T) - \left[2C_{ij}^{(1)}\left(\frac{T}{T_C} - 1\right)^{-1} + 2C_{ij}^{(2)} - C_{ij}^{(4)}\right] \times \\ \times \left(\frac{T}{T_C} - 1\right)^{-2}\frac{bH^2}{(\alpha T_C)^3}. \tag{3.14}$$

Полученные соотношения мы используем в следующем разделе для анализа экспериментальных данных по полевой зависимости модуля Юнга $E(T,H)$ в гадолинии вблизи температуры Кюри.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Переходя к интерпретации экспериментальных закономерностей, представленных на рис. 1 и 2 для гадолиния, следует иметь в виду, что измеренный модуль Юнга $E(T,H)$ вдоль гексагональной оси c определяется компонентой тензора упругих модулей $C_{33}^H(T,H)$. При этом видно, что температурное поведение модуля Юнга $E(T,0)$ в пределе поля $H = 0$, описываемое участком ломанной кривой *1* на рис. 1 вблизи температуры Кюри ($T \le T_C$), может быть аппроксимировано формулой (3.7), согласно которой имеем

$$E(T,0) = E_0(T) - C_{33}^{(1)} + C_{33}^{(7)}\left(1 - \frac{T}{T_C}\right), \tag{4.1}$$

где $E_0(T) = C_{33}^0(T)$. Сравнение формулы (4.1) с данными на рис. 1 позволяет найти для гадолиния магнитоупругие коэффициенты $C_{33}^{(1)} \simeq 1.2$ ГПа и $C_{33}^{(7)} \simeq 30.8$ ГПа, которые определяют соответственно скачок модуля $E(T,0)$ при $T = T_C$ и изменение угла наклона температурной зависимости $E(T,0)$ ниже T_C. Влияние магнитного поля на температурную зависимость модуля $E(T,H)$ в области $T > T_{SR}$, видное на рис. 1, качественно отвечает закономерностям, описывающимся формулами (3.7), (3.9) и (3.11), когда с ростом магнитного поля скачок модуля Юнга $E(T,H)$ в точке Кюри размывается, а угол наклона температурной зависимости $E(T,H)$ возрастает с полем, если $C_{33}^{(8)} > 0$, $C_{33}^{(9)} > 0$. Чтобы обсудить эти закономерности количественно, мы остановимся более подробно на анализе результатов, представленных на рис. 2. Для этого перепишем формулы (3.7) и (3.11) с помощью уравнения (3.5) в виде, явно содержащем зависимость от $M^2(T,H)$. Тогда в случае слабого поля (3.6) с помощью формулы (3.7) находим следующее выражение для полевой зависимости ΔE-эффекта:

$$\Delta E(T,H) = C_{33}^H(T,H) - C_{33}^H(T,0) = \left[C_{33}^{(1)} + C_{33}^{(8)}\left(1 - \frac{T}{T_C}\right)\right] \frac{M^2(T,H) - M^2(T,0)}{2M^2(T,0)}, \qquad (4.2)$$

а в случае сильного поля (3.8) при условии (3.10) формула (3.11) дает

$$\Delta E(T,H) = C_{33}^H(T,H) - C_{33}^H(T,0) = C_{33}^{(9)} \frac{bM^2(T_C,H)}{\alpha T_C}. \qquad (4.3)$$

Таким образом, в обоих предельных случаях как слабого, так и сильного поля при дополнительном условии (3.10), полевая зависимость ΔE-эффекта оказывается пропорциональной $M^2(T,H)$ при различных температурах. Этот вывод соответствует на рис. 2 прямым линиям *1–7*. При этом прямые *1, 2* отвечают, очевидно, случаю сильного поля, поскольку для них изменение $M^2(T,H)$ с увеличением поля велико по сравнению с $M^2(T,0)$ при фиксированной температуре $T \simeq T_C$. Тангенс угла наклона этих прямых, согласно (4.3), равен

$$\operatorname{tg} \varphi_n = C_{33}^{(9)} \frac{b}{\alpha T_C}, \qquad n = 1, 2. \qquad (4.4)$$

Напротив, прямые *3–7* соответствуют на рис. 2 пределу слабого поля, когда изменение $M^2(T,H)$ с увеличением поля мало по сравнению со спонтанной величиной $M^2(T,0)$. Тангенс угла наклона этих прямых, согласно (4.2), равен

$$\operatorname{tg} \varphi_n = \left[C_{33}^{(1)}\left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^{-1} + C_{33}^{(8)}\right] \frac{b}{2\alpha T_C}, \qquad n = 3 \div 7. \qquad (4.5)$$

Поскольку на рис. 2 видно, что тангенс угла наклона прямых *3–7* не зависит от температуры, согласно формуле (4.5), это возможно, когда

$$C_{33}^{(1)}\left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^{-1} \ll C_{33}^{(8)}. \qquad (4.6)$$

В этих условиях из (4.5) имеем

$$\operatorname{tg} \varphi_n = C_{33}^{(8)} \frac{b}{2\alpha T_C}, \qquad n = 3 \div 7. \qquad (4.7)$$

Отклонение экспериментальных данных от прямых *3–7* на рис. 2 возникает тогда, когда приращение $M^2(T,H)$ в поле становится заметным по сравнению с $M^2(T,0)$. В этом случае происходит переход от закономерности, описываемой формулой (4.2), к закономерности (4.3), отвечающей прямым *1, 2*, которые выполняют роль асимптотик для экспериментальных данных. Эту тенденцию также можно увидеть на рис. 2.

Экспериментальные результаты, представленные на рис. 2, позволяют дать количественные оценки параметрам и утверждениям изложенного выше феноменологического подхода применительно к гадолинию. Прежде всего из рис. 2 можно найти величину отношения $\alpha T_C/b \simeq (1.1 \div 1.3) \cdot 10^7$ Гс^2, используя данные для $M^2(T, 0)$, отложенные на оси абсцисс при известных температурах, и значение плотности массы гадолиния $\rho \simeq 7.87$ г/см^3 из [11]. Это, в свою очередь, позволяет оценить параметр $b \simeq (0.56 \div 0.66) \cdot 10^{-4}$ Гс$^{-2}$, используя экспериментальную величину константы Кюри $C = \alpha^{-1} = 0.4$ К из рис. 1 работы [18]. Далее формулы (4.4) и (4.7) совместно с экспериментальными данными для тангенсов углов наклона $\operatorname{tg}\varphi_n \simeq 1.29 \cdot 10^5$ прямых *1, 2* на рис. 2 и $\operatorname{tg}\varphi_n \simeq 0.47 \cdot 10^6$ прямых *3–7* позволяют рассчитать магнитоупругие коэффициенты $C_{33}^{(9)} \simeq (1.4 \div 1.7) \cdot 10^2$ ГПа и $C_{33}^{(8)} \simeq (1.0 \div 1.2) \cdot 10^3$ ГПа. Имея в виду приведенные выше данные, можно переписать неравенство (4.6) применительно к гадолинию в виде

$$(1.0 \div 1.2) \cdot 10^{-3} \ll 1 - T/T_C. \tag{4.8}$$

Очевидно, что (4.8) выполняется для температур, отвечающих прямым *3–7*. Это оправдывает использование формулы (4.7) для описания таких прямых.

Приведенные выше данные и формула (3.12) позволяют оценить величину магнитного поля $H_C \simeq 0.8$–1.1 кЭ, при которой исчезает отрицательный ΔE-эффект в точке Кюри. Полученная таким образом оценка H_C хорошо согласуется с экспериментальными данными, представленными на рис. 1.

Обсудим теперь условия (3.8) и (3.10), определяющие сильное магнитное поле, применительно к нашему эксперименту. Данные, приведенные выше, позволяют переписать левое неравенство (3.8) для гадолиния в виде

$$(1.3 \div 1.4) \cdot 10^3 \, |1 - T/T_C|^{3/2} \ \text{кЭ} \ll H. \tag{4.9}$$

Тогда для температуры $T = 300$ К «сильное поле» означает $H \gg 5$ кЭ, а для температуры $T = 289$ К — $H \gg 2$ кЭ. Эти условия реализуются в нашем эксперименте для прямых *1, 2* на рис. 2. Неравенство (3.10) применительно к гадолинию принимает вид

$$(19 \div 24) \, |1 - T/T_C|^{3/4} \ \text{кЭ} \ll H. \tag{4.10}$$

Очевидно, что для температур $T = 300$ К и 289 К неравенство (4.9) более сильное, чем (4.10). Поэтому прямым *1, 2* на рис. 2 отвечают соотношения (4.3) и (4.4). Напротив, для прямых *3–7* выполняется неравенство противоположное (4.9), т. е. поля, использованные в нашем эксперименте, являются слабыми при температурах, отвечающих этим прямым, а сами прямые описываются формулами (4.2) и (4.7).

Таким образом, обнаруженные в настоящей работе новые экспериментальные закономерности в полевой зависимости ΔE-эффекта вдоль гексагональной оси в монокристалле гадолиния могут быть поняты в области температур выше температуры спин-переориентационного перехода в рамках подхода, основанного на теории Ландау фазовых переходов второго рода. Поскольку схожие экспериментальные закономерности обнаружены также ниже температуры спин-переориентационного перехода, мы думаем, что развитый в этой работе феноменологический подход может быть сравнительно легко обобщен и на эту область температур (см. также [9, 10, 19]).

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 96-02-17318-а) и Федеральной программой государственной поддержки ведущих научных школ России (проект 96-15-96429).

Литература

1. К. П. Белов, *Редкоземельные магнетики и их применение*, Наука, Москва (1980).
2. А. К. Звездин, В. М. Матвеев, А. А. Мухин, А. И. Попов, *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах*, Наука, Москва (1985).
3. M. Long, A. R. Wazzan, and R. Stern, Phys. Rev. **178**, 775 (1969).
4. T. J. Moran and B. Lüthi, J. Phys. Chem. Solids **31**, 1735 (1970).
5. H. Klimer and M. Rosen, Phys. Rev. B **7**, 2054 (1973).
6. S. B. Palmer, E. W. Lee, and M. N. Islam, Proc. R. Soc. London A **338**, 341 (1974).
7. D. C. Jiles and S. B. Palmer, J. Phys. F: Metal Phys. **10**, 2857 (1980).
8. S. A. Nikitin, A. M. Tishin, S. K. Godovikov, V. Yu. Bodriakov, and I. A. Avenarius, J. Magn. Magn. Mater. **125**, 190 (1993).
9. L. M. Levinson and S. Shtrikman, J. Phys. Chem. Solids **32**, 981 (1971).
10. F. Freyne, Phys. Rev. B **5**, 1327 (1972).
11. С. А. Никитин, *Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов*, Изд-во МГУ, Москва (1989).
12. К. П. Белов, Г. И. Катаев, Р. З. Левитин, ЖЭТФ **37**, 938 (1959).
13. G. I. Kataev and V. V. Shubin, Acta Phys. Pol. A **68**, 115 (1985).
14. Г. И. Катаев, ФММ **11**, 375 (1961).
15. V. P. Silin, D. Wagner, and V. M. Zverev, Phys. Lett. A **192**, 421 (1994).
16. В. М. Зверев, В. П. Силин, ЖЭТФ **89**, 642 (1985); ФММ **61**, 1055 (1986).
17. B. W. Southern and D. A. Goodings, Phys. Rev. B **7**, 534 (1973).
18. S. Arajs and R. V. Colvin, J. Appl. Phys. Suppl. **32**, 336 (1961).
19. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, Наука, Москва (1979).