ЖЭТФ, 1997, том 112, вып. 5(11), стр. 1863–1872

ОБ ИЗОТОПИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

В. М. Зверев

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

Поступила в редакцию 22 мая 1997 г.

Развит феноменологический подход к теории изотопического эффекта в ферромагнетиках, в основу которого положено явление магнитоупругости. Указаны параметры, экспериментальное измерение которых позволяет количественно рассчитывать вклад акустических фононов в изотопический сдвиг температуры Кюри. Дана оценка изотопического смещения температуры Кюри в инварном сплаве $Fe_{0.75}Pt_{0.25}$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Хотя вопрос о влиянии взаимодействия электронов с колебаниями решетки на магнетизм и затрагивался в литературе (см., например, [1]), однако традиционная точка зрения сводилась к тому, что вклад такого взаимодействия в магнитные свойства относительно мал. Подтверждением этому служила относительная малость вклада электрон-фононного взаимодействия при нулевой температуре в выражение для обратной величины спиновой магнитной восприимчивости, который в силу условия адиабатичности оценивался малым параметром — порядка отношения дебаевской энергии $k_B\Theta$ к энергии Ферми ε_F, где Θ — температура Дебая, k_B — постоянная Больцмана [1]. Заметим, что при такой оценке не рассматривалось то изменение свойств решетки, которое обусловлено ферромагнетизмом. Указанная оценка отвечает, в частности, тому, что такого же порядка изменение возникает в стонеровском факторе обменного усиления

$$S = \left[1 + 2\nu(\psi + \psi_{\mathrm{el-ph}})\right]^{-1}, \tag{1.1}$$

который определяет увеличение магнитной восприимчивости реальных металлов по сравнению с результатом теории невзаимодействующего газа электронов. Здесь ν — плотность электронных состояний на уровне Ферми с заданной проекцией спина электрона, ψ — константа обменного межэлектронного взаимодействия, $\psi_{\mathrm{el-ph}}$ — вклад, обусловленный учетом зависимости энергии нулевых колебаний решетки от спиновой поляризации электронов. Несмотря на относительную малость такого вклада [2],

$$\psi_{\mathrm{el-ph}}/\psi \sim k_B\Theta/\varepsilon_F \sim \sqrt{m_e/M_i}, \tag{1.2}$$

где m_e — масса электрона, а M_i — масса атома в кристаллической решетке, в работе [3] была высказана надежда на то, что электрон-фононное взаимодействие может играть важную роль в случае слабоферромагнитных металлов с большим обменным усилением

$$|S| \gg 1. \tag{1.3}$$

Именно с этим условием было связано предсказание, сделанное в работе [3], относительно весьма большого изотопического эффекта зависимости температуры Кюри от массы атома в кристаллической решетке в таком слабом ферромагнетике, как $ZrZn_2$. Это утверждение работы [3] становится очевидным на основе выражений (1.1)–(1.3), если учесть следующее соотношение для температуры Кюри: $T_C \propto |S|^{-\gamma}$, где $\gamma \doteq 1/2$ в стонеровской модели [4] и $\gamma = 3/4$ в парамагнонной модели ферромагнитного металла (см., например, [5, 6]). Тогда получим (ср. с [3])

$$I = \frac{d\ln T_C}{d\ln M_i} = \gamma S \frac{\psi_{\mathrm{el-ph}}}{2\psi}. \tag{1.4}$$

Применительно к $ZrZn_2$ в работе [3] предлагалось использовать следующие величины параметров, входящих в формулу (1.4): $\gamma = 1/2$, $S \simeq -238$ и $\psi_{\mathrm{el-ph}}/\psi \sim 0.1$. Это приводит к оценке изотопического коэффициента $|I| \gg 1$. Однако эксперимент [7] не подтвердил это предсказание, а дал для $ZrZn_2$ значение $I = -0.1 \pm 0.3$ для изотопов Zn и $I = -0.2 \pm 0.2$ для изотопов Zr. Причину такого расхождения теории и эксперимента можно видеть, в частности, в том, что использование величины $\psi_{\mathrm{el-ph}}/\psi \sim 0.1$ для оценки изотопического коэффициента I применительно к $ZrZn_2$ в работе [3] не было сколько-нибудь серьезно обосновано. Более того, согласно утверждениям авторов работ [2, 8], попытки теоретических расчетов величины $\psi_{\mathrm{el-ph}}$ приводят лишь к ее грубой оценке и не позволяют считать полностью установленным тот вклад, который вносит электрон-фононное взаимодействие в стонеровский фактор (1.1). Выход из создавшегося положения можно видеть в построении феноменологического подхода к теории изотопического эффекта в ферромагнетиках, когда параметры теории удается связать с экспериментально измеряемыми величинами и тем самым дать им оценку применительно к реальным ферромагнетикам. Актуальность такого подхода становится особенно очевидной в связи с недавним экспериментальным открытием гигантского изотопического смещения температуры Кюри $\Delta T_C > 20$ K в соединении $La_{0.8}Ca_{0.2}MnO_{3+y}$ при замещении изотопов кислорода ^{16}O на ^{18}O, для которого изотопический коэффициент $I \simeq -0.85$ [9]. Это открытие является прямым указанием на существование ферромагнетиков, в магнитных свойствах которых электрон-фононное взаимодействие играет важную роль.

В работах [10, 11] был предложен феноменологический подход к теории влияния тепловых акустических фононов на магнитные свойства ферромагнетиков, в основу которого положен хорошо известный эффект магнитоупругости. Этот эффект проявляется в зависимости от намагниченности упругих модулей ферромагнетика, что приводит к аналогичной зависимости от намагниченности дебаевской температуры акустических фононов, а поэтому оказывается зависящим от намагниченности вклад акустических фононов в свободную энергию ферромагнетика. Последнее является причиной, приводящей к проявлению акустических фононов в магнитных свойствах ферромагнетиков. В рамках такого подхода удалось выявить сравнительно небольшой набор экспериментально измеряемых величин, которые позволяют количественно рассчитывать вклад тепловых акустических фононов в различные магнитные свойства ферромагнетиков. Из анализа имеющихся в литературе экспериментальных данных в [11] эти параметры были определены для чистых металлов железа и никеля, инварных сплавов Fe–Ni, Fe–Ni–Mn, Fe–Pt, что позволило сделать количественные утверждения о роли тепловых фононов в магнитных свойствах этих ферромагнетиков. В частности, был обнаружен аномально большой вклад тепловых фононов в константу Кюри инварных сплавов Fe–

Pt. Естественно поэтому поставить вопрос о величине изотопического эффекта в этих сплавах.

В данном сообщении на основе обобщения подхода работ [10, 11] изучается изотопический сдвиг температуры Кюри, обусловленный эффектом магнитоупругости, и анализируются условия его наблюдения в ферромагнетиках с высокими и низкими температурами Кюри. При этом указываются параметры, экспериментальное измерение которых позволяет количественно рассчитывать вклад акустических фононов в изотопический сдвиг температуры Кюри в реальных ферромагнетиках. На основе использования экспериментальных данных дается оценка изотопического смещения температуры Кюри в инварном сплаве $Fe_{0.75}Pt_{0.25}$.

2. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

В дальнейшем изложении магнитоупругость играет фундаментальную роль. Для целого ряда ферромагнетиков (см., например, [12]) зависимость от намагниченности модулей упругости имеет весьма простой вид. Зачастую для описания ферромагнетиков используется модель изотропной упругой среды, которая характеризуется модулем всестороннего сжатия K и модулем сдвига G. Во избежание путаницы необходимо следовать предписаниям термодинамики, требующей точного определения термодинамических переменных, от которых, в частности, зависят модули упругости. В условиях постоянства намагниченности M для модулей упругости можно записать [12]

$$K_M(T,M) = K(T) + K'M^2, \qquad G_M(T,M) = G(T) + G'M^2, \tag{2.1}$$

где $K(T)$ и $G(T)$ — упругие модули парамагнитного состояния, зависящие от температуры благодаря обычному ангармонизму фононов. Величины упругих модулей $K(T)$ и $G(T)$ находятся в ферромагнитной области с помощью экстраполяции в пренебрежении фазовым переходом из парамагнитной области, где они обнаруживают нормальную температурную зависимость (см., например, [13]). Важно подчеркнуть, что согласно [12] коэффициенты магнитоупругости K' и G' для целого ряда ферромагнетиков оказываются не зависящими от температуры в достаточно широком интервале изменения намагниченности.

При экспериментальном исследовании упругости ферромагнетиков обычно измеряются упругие модули при постоянной магнитной индукции (или при постоянном магнитном поле H). Модуль упругости всестороннего сжатия при постоянном магнитном поле K_H связан с модулем K_M хорошо известным термодинамическим соотношением [13]

$$\frac{1}{K_H(P,T,H)} - \frac{1}{K_M(P,T,M)} = \frac{1}{\chi_P}\left(\frac{\partial\omega}{\partial H}\right)^2_{P,T}. \tag{2.2}$$

Здесь $\chi_P = (\partial M/\partial H)_{P,T}$ — изотермическая магнитная восприимчивость парапроцесса при постоянном давлении P и $(\partial\omega/\partial H)_{P,T} = V^{-1}(\partial V/\partial H)_{P,T}$ — вынужденная магнитострикция, где V — объем ферромагнетика. Формула (2.2) приведена здесь в связи с необходимостью различать экспериментально измеряемый модуль всестороннего сжатия K_H и необходимый для излагаемой ниже теоретической модели модуль сжатия K_M.

В рамках феноменологического подхода соотношения (2.1) и (2.2) служат для определения зависимости от намагниченности модуля всестороннего сжатия K_M и нахождения коэффициента магнитоупругости всестороннего сжатия K' (см., например, [11, 13]). Для этого используются экспериментальные данные для остальных величин, входящих в (2.1) и (2.2). Подчеркнем, что модуль сдвига при постоянном магнитном поле G_H не отличается от модуля при постоянной намагниченности G_M, что упрощает определение на основе экспериментальных данных коэффициента сдвиговой магнитоупругости G' [11].

Следует также заметить, что при построении микроскопических теорий упругости ферромагнитных металлов не всегда имеется понимание того, о каком модуле всестороннего сжатия идет речь. Как показано в [14], подобное непонимание является причиной парадоксальных утверждений автора работы [15], когда вместо оценок (1.2) и (1.4) в подходе работы [15] возникают в условиях (1.3) в $|S|$ раз большие величины. С другой стороны, укажем работу [16], в которой показано, как в рамках микроскопического рассмотрения можно не только различать модули всестороннего сжатия при постоянном магнитном поле и постоянной намагниченности, но и получать их явные выражения. Отметим также, что поскольку упругость решетки в модели коллективизированных электронов связана с дебаевской экранировкой кулоновского поля, то и радиус дебаевского экранирования оказывается различным при постоянном магнитном поле r_H и при постоянной намагниченности r_M.

Магнитоупругость делает зависящим от намагниченности вклад акустических фононов в свободную энергию ферромагнетика, для которого в модели соответственных состояний Грюнайзена запишем следующее выражение [17]:

$$F_{\text{ph}}(V,T,M) = \Theta_M^l f_l\left(\frac{T}{\Theta_M^l}\right) + 2\Theta_M^t f_t\left(\frac{T}{\Theta_M^t}\right). \tag{2.3}$$

Здесь введены парциальные дебаевские температуры для продольных

$$\Theta_M^l = \frac{\hbar}{k_B\sqrt{\rho}}\left(\frac{6\pi^2}{v}\right)^{1/3}\sqrt{K_M + \frac{4}{3}G_M} \tag{2.4}$$

и поперечных

$$\Theta_M^t = \frac{\hbar}{k_B\sqrt{\rho}}\left(\frac{6\pi^2}{v}\right)^{1/3}\sqrt{G_M} \tag{2.5}$$

мод акустических фононов, где ρ — плотность массы и v — объем элементарной ячейки кристалла. В нашем рассмотрении будем пренебрегать возможной зависимостью Θ_M^l и Θ_M^t от температуры, т. е. будем пренебрегать обычной ангармоничностью фононов. В то же время, согласно соотношениям (2.1), будем учитывать обусловленную магнитоупругостью зависимость дебаевских температур (2.4) и (2.5) от намагниченности. Имея в виду малость вклада магнитоупругости в модули (2.1), можно записать формулы (2.4) и (2.5) в виде

$$\Theta_M^l = \Theta_l + \Theta_l' M^2, \qquad \Theta_M^t = \Theta_t + \Theta_t' M^2, \tag{2.6}$$

где

$$\frac{\Theta_l'}{\Theta_l} = \frac{3K' + 4G'}{2(3K + 4G)}, \qquad \frac{\Theta_t'}{\Theta_t} = \frac{G'}{2G}. \tag{2.7}$$

Зависящий от намагниченности фононный вклад в свободную энергию ферромагнетика (2.3) в соответствии с выражениями (2.6) может быть представлен в виде

$$\Delta F_{\text{ph}}(V, T, M) = \sum_{s=l,t} (1 + \delta_{s,t}) \Theta_s' \varphi_s \left(\frac{T}{\Theta_s} \right) M^2, \tag{2.8}$$

где

$$\varphi_s(x) = f_s(x) - x f_s'(x), \tag{2.9}$$

а $\delta_{s,t} = 1$ при $s = t$ и $\delta_{s,t} = 0$ при $s \neq t$.

Рассмотрим теперь область температур вблизи ферромагнитного перехода. Тогда для выражения (2.8) можно записать следующее разложение по температуре:

$$\Delta F_{\text{ph}}(V, T, M) = V \sum_{s=l,t} (1 + \delta_{s,t}) \frac{\Theta_s'}{\Theta_s} \left[\frac{1}{V} \Theta_s \varphi_s \left(\frac{T_C}{\Theta_s} \right) + C_{\text{ph}}^s(T_C)(T - T_C) \right] M^2, \tag{2.10}$$

где $C_{\text{ph}}^s(T) = -(T/V\Theta_s) f_s''(T/\Theta_s)$ — парциальный вклад продольной ($s = l$) и поперечной ($s = t$) мод акустических фононов в удельную решеточную теплоемкость при температуре T [18]. Заметим здесь, что линейная температурная зависимость возникает в (2.10) не только вблизи T_C, но и в широкой области температур $T \geq T_C$ для ферромагнетиков с высокими температурами Кюри ($T_C \gg \Theta_{l,t}/4$), когда фононную теплоемкость C_{ph}^s можно считать постоянной [18].

Естественно, что помимо фононного вклада в свободную энергию ферромагнетика (2.10) теория должна учитывать как первопричину магнетизм электронов, обусловленный их обменным взаимодействием. При этом для зависящего от намагниченности электронного вклада в свободную энергию ферромагнетика выше температуры Кюри в парамагнитном состоянии, а также и в ферромагнитном состоянии, но не очень далеко от температуры Кюри, когда намагниченность невелика, можно использовать разложение

$$\Delta F_{\text{el}}(V, T, M) = V \left\{ \frac{1}{2} \left[a_1(T_C) + \alpha(T - T_C) \right] M^2 + \frac{1}{4} a_3 M^4 \right\}. \tag{2.11}$$

Формулы (2.10) и (2.11) позволяют записать выражение для магнитной части свободной энергии ферромагнетика в обычном виде, отвечающем теории Ландау фазовых переходов второго рода [18]:

$$\Delta F_M(V, T, M) = V \left[\frac{1}{2C} (T - T_C) M^2 + \frac{1}{4} a_3 M^4 \right], \tag{2.12}$$

где температура Кюри определяется следующим уравнением

$$a_1(T_C) + \frac{2}{V} \sum_{s=l,t} (1 + \delta_{s,t}) \Theta_s' \varphi_s \left(\frac{T_C}{\Theta_s} \right) = 0, \tag{2.13}$$

а константа Кюри C — соотношением

$$\frac{1}{C} = \alpha + 2\sum_{s=l,t}(1+\delta_{s,t})C^s_{\text{ph}}(T_C)\frac{\Theta'_s}{\Theta_s}. \tag{2.14}$$

В соответствии с формулой (2.13) влияние акустических фононов проявляется в определении температуры Кюри, а согласно (2.14) — в фононной перенормировке константы Кюри. При этом удобно переписать формулу (2.14) следующим образом:

$$C = \frac{1 - X(T_C)}{\alpha}, \tag{2.15}$$

где величина безразмерного параметра (ср. с [10, 11])

$$X(T_C) = X_l(T_C) + 2X_t(T_C) \tag{2.16}$$

в сравнении с единицей будет количественно определять вклад акустических фононов в константу Кюри, а параметры

$$X_s(T_C) = 2CC^s_{\text{ph}}(T_C)\frac{\Theta'_s}{\Theta_s}, \qquad s = l, t, \tag{2.17}$$

будут характеризовать соответственно парциальные вклады акустических мод. Очевидно, в константу Кюри (2.15) вклад дают только тепловые фононы. При этом в пределе высоких температур Кюри ($T_C \gg \Theta_{l,t}/4$) параметры

$$X_s = \frac{2k_B C}{v}\frac{\Theta'_s}{\Theta_s}, \qquad s = l, t, \tag{2.18}$$

не зависят от температуры Кюри, а при низких температурах Кюри ($T_C \ll \Theta_{l,t}/4$) убывают как

$$X_s(T_C) \sim C^s_{\text{ph}}(T_C) \sim (T_C/\Theta_s)^3, \qquad s = l, t. \tag{2.19}$$

Поэтому в работе [11] при количественном определении величины параметра $X(T_C)$ в реальных ферромагнетиках были выбраны в качестве примера такие металлы и сплавы, которые обладают сравнительно высокими температурами Кюри.

Соотношения (2.12)–(2.14) позволяют изучать проявление акустических фононов в различных термодинамических свойствах ферромагнетиков. Здесь мы рассмотрим следствия уравнения (2.13) применительно к определению зависимости температуры Кюри от массы атома в кристаллической решетке, т. е. изотопический эффект в ферромагнетиках. Дифференцируя (2.13) по массе атома M_i и используя формулы (2.14) и (2.17), находим следующее выражение для изотопического коэффициента:

$$\frac{d\ln T_C}{d\ln M_i} = -\frac{1}{2}\sum_{s=l,t}(1+\delta_{s,t})X_s(T_C)\left[1 - \frac{\Theta_s\varphi_s(T_C/\Theta_s)}{VT_C C^s_{\text{ph}}(T_C)}\right]. \tag{2.20}$$

При получении формулы (2.20) считалось, что согласно выражениям (2.7) отношение Θ'_s/Θ_s не зависит от массы атома. Основное отличие выражения (2.20) от результата работы [19] состоит в наличии в формуле (2.20) множителей $X_{l,t}(T_C)$, которые существенным образом определяют величину изотопического эффекта. Такое отличие связано с моделью, использованной в работе [19], согласно которой при рассмотрении изотопического эффекта на основе уравнения, аналогичного (2.13), предполагалось, что величина $a_1 = \text{const}$ и не зависит от T_C, т. е. температура Кюри в такой модели полностью определялась вкладом тепловых фононов. Кроме того, выражение (2.20) в отличие от результата работы [19] учитывает вклад как продольных, так и поперечных мод акустических фононов, а также вклад нулевых колебаний решетки.

Приведем предельные выражения для формулы (2.20), отвечающие ферромагнетикам с высокими и низкими температурами Кюри, а также частному случаю модели Дебая. Для высоких температур Кюри ($T_C \gg \Theta_{l,t}/4$), используя разложение функций

$$\varphi_s(x) = f_s(0) + k_B N x \left(1 - \frac{\alpha_s}{x} + \frac{\beta_s}{x^2}\right), \qquad s = l, t, \tag{2.21}$$

где N — число элементарных ячеек в кристалле, находим из (2.20) следующее выражение для изотопического коэффициента:

$$\frac{d \ln T_C}{d \ln M_i} = \frac{1}{2} \sum_{s=l,t} (1 + \delta_{s,t}) X_s \frac{\Theta_s}{T_C} \left(\frac{f_s(0)}{k_B N} - \alpha_s + 2\beta_s \frac{\Theta_s}{T_C}\right). \tag{2.22}$$

Здесь параметры X_s не зависят от T_C и определяются формулой (2.18). В частном случае модели Дебая, когда $f_s(0) = 3k_B N/8$, $\alpha_s = 3/8$, $\beta_s = 1/20$, получаем из (2.22)

$$\frac{d \ln T_C}{d \ln M_i} = \frac{1}{20} \left[X_l \left(\frac{\Theta_l}{T_C}\right)^2 + 2X_t \left(\frac{\Theta_t}{T_C}\right)^2\right]. \tag{2.23}$$

В другом предельном случае низких температур Кюри ($T_C \ll \Theta_{l,t}/4$), когда

$$\varphi_s(x) = f_s(0) + O(x^4), \qquad s = l, t, \tag{2.24}$$

формула (2.20) приводит к изотопическому эффекту, полностью определяющемуся нулевыми колебаниями решетки:

$$\frac{d \ln T_C}{d \ln M_i} = \frac{1}{2} \sum_{s=l,t} (1 + \delta_{s,t}) X_s \frac{\Theta_s}{T_C} \left(\frac{f_s(0)}{k_B N}\right). \tag{2.25}$$

Для модели Дебая формула (2.25) принимает вид

$$\frac{d \ln T_C}{d \ln M_i} = \frac{3}{16} \left(X_l \frac{\Theta_l}{T_C} + 2X_t \frac{\Theta_t}{T_C}\right). \tag{2.26}$$

Сравнивая выражения (2.22) и (2.23) с формулами (2.25) и (2.26) при заданных параметрах $X_{l,t}$, можно заключить, что абсолютная величина изотопического эффекта больше в ферромагнетиках с низкими температурами Кюри ($T_C \ll \Theta_{l,t}/4$). Этот вывод качественно отличается от полученного выше результата, согласно которому вклад акустических фононов в константу Кюри (2.15) тем больше по абсолютной величине, чем выше температура Кюри в сравнении с дебаевскими температурами акустических фононов.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Проведенное рассмотрение показывает, что для количественного определения вклада акустических фононов в изотопический сдвиг температуры Кюри в реальных ферромагнетиках необходимо прежде всего найти на основании экспериментальных данных безразмерные параметры $X_{l,t}(T_C)$ или, в случае предельных выражений (2.22), (2.23) и (2.25), (2.26), параметры $X_{l,t}$ (2.18). Для этого необходимо знать экспериментальные величины константы Кюри C, фононной теплоемкости $C^s_{\rm ph}(T_C)$, упругих модулей K, G и величины магнитоупругих коэффициентов K', G'. Такой набор параметров был определен в работе [11] (см. там табл. 1 и 2) на основании экспериментальных данных применительно к чистым металлам Fe и Ni, инварным железо-никелевым сплавам $Fe_{1-x}Ni_x$ $(0.30 < x \leq 0.45)$, тройным сплавам $Fe_{0.65}(Ni_{1-x}Mn_x)_{0.35}$ $(0 \leq x \leq 0.13)$ и инварным железо-платиновым сплавам $Fe_{1-x}Pt_x$ $(x = 0.28, 0.25)$ с различной степенью упорядочения атомов в узлах кристаллической решетки S. При этом была установлена аномально большая величина безразмерного параметра $X \simeq -(0.51\text{–}0.54)$ в инварном сплаве $Fe_{0.75}Pt_{0.25}$ со степенью упорядочения сплава $S = 0.70$ (см., табл. 2 работы [11]). Естественно воспользоваться данными работы [11] применительно к этому сплаву, для того чтобы на основе развитого в разд. 2 феноменологического подхода оценить величину вклада акустических фононов в изотопический сдвиг температуры Кюри, обусловленный магнитоупругостью.

Согласно табл. 1 работы [11], для инварного сплава $Fe_{0.75}Pt_{0.25}$ со степенью упорядочения $S = 0.70$ имеем следующие экспериментальные данные для упругих модулей $K = (12.6\text{–}14.1) \cdot 10^2$ кбар, $G = (6.9\text{–}7.0) \cdot 10^2$ кбар и магнитоупругих коэффициентов $K' = (1.0\text{–}1.3) \cdot 10^5$, $G' = -2.11 \cdot 10^5$. Это позволяет по формулам (2.7) найти параметры $\Theta'_l/\Theta_l = -(3.2\text{–}4.2) \cdot 10^{-8}$ Гс$^{-2}$ и $\Theta'_t/\Theta_t = -(15.1\text{–}15.3) \cdot 10^{-8}$ Гс$^{-2}$, определяющие зависимость дебаевских температур (2.6) от намагниченности. Данные для константы Кюри $C = 0.29$ К и высокотемпературного предела теплоемкости акустической s-моды $C^s_{\rm ph} = k_B/v = 0.27 \cdot 10^7$ эрг/см^3·К берем из табл. 2 работы [11]. Тогда формула (2.18) позволяет оценить величины безразмерных параметров $X_l \simeq -(0.04\text{–}0.07)$ и $2X_t \simeq -0.47$, характеризующих парциальные вклады продольной и двух поперечных акустических мод в изотопический эффект. Далее дебаевские температуры акустических фононов $\Theta_{l,t}$ определяем с помощью формул (2.4) и (2.5), в которых используем приведенные выше данные об упругих модулях K и G, значения плотности массы $\rho = 11.7$ г/см^3 и объема элементарной ячейки кубического кристалла $v = 51.9$ Å^3 в соответствии с табл. 3 работы [20]. Это дает $\Theta_l \simeq 350$ К и $\theta_t \simeq 194$ К. Поскольку для температуры Кюри $T_C \simeq 386$ К этого сплава, определяемой из табл. 3 работы [20], выполняется условие $T_s \gg \Theta_{l,t}/4$, то для численных оценок величины изотопического эффекта в этом сплаве можно использовать выражение (2.22). Полагая в (2.22) коэффициенты $f_l(0) = f_t(0) = f(0)$, $\alpha_l = \alpha_t = \alpha$ и $\beta_l = \beta_t = \beta$ не зависящими от индекса моды, находим

$$\frac{d\ln T_C}{d\ln M_i} \simeq -(0.14\text{–}0.15)\left(\frac{f(0)}{k_B N} - \alpha\right) - (0.16\text{–}0.17)\beta. \tag{3.1}$$

Далее рассмотрим возможность, когда $|f(0)/k_B N - \alpha| \sim \alpha < 1$ и $\beta \ll \alpha$. Тогда получим из (3.1) оценку

$$\left|\frac{d\ln T_C}{d\ln M_i}\right| \simeq 0.14\alpha, \tag{3.2}$$

или для абсолютной величины изотопического смещения температуры Кюри имеем

$$|\Delta T_C| \simeq (54\ \text{K}) \left(\alpha \frac{\Delta M_i}{M_i} \right), \tag{3.3}$$

где ΔM_i — изотопическое изменение массы атома. При замещении изотопов железа ^{54}Fe на изотопы ^{56}Fe или на ^{58}Fe находим $\Delta M_i/M_i \simeq 3.7$–$7.4\,\%$. Тогда формула (3.3) дает $|\Delta T_C| \simeq (2$–$4)\alpha$ K. Поскольку $\alpha < 1$, то для верхней оценки изотопического смещения температуры Кюри в инварном сплаве $Fe_{0.75}Pt_{0.25}$ получаем $|\Delta T_C| < 2$–4 K. Наконец, приведем оценку изотопического смещения температуры Кюри для этого сплава по модели Дебая, когда $f(0)/k_B N = \alpha = 3/8$, $\beta = 1/20$. Из (3.1) получим

$$\Delta T_C \simeq -(0.1\text{–}0.2)\ \text{K}. \tag{3.4}$$

Таким образом, в отличие от аномально большой фононной перенормировки константы Кюри для этого сплава, обнаруженной в работе [11], вклад акустических фононов в изотопический сдвиг температуры Кюри оказывается сравнительно малым. Этот результат не является неожиданным, поскольку, согласно развитому в разд. 2 феноменологическому подходу, инварный сплав $Fe_{0.75}Pt_{0.25}$ является ферромагнетиком со сравнительно высокой температурой Кюри ($T_s \gg \Theta_{l,t}/4$). С другой стороны, приведенные выше оценки безразмерных параметров X_l и $2X_t$ позволяют высказать соображение о том, что акустические фононы могут приводить к большому изотопическому сдвигу температуры Кюри, когда $|d\ln T_C/d\ln M_i| \sim 1$, в тех ферромагнетиках, которые обладают сравнительно большими по абсолютной величине магнитоупругими коэффициентами, как, например, инварный сплав $Fe_{0.75}Pt_{0.25}$, и одновременно имеют низкие температуры Кюри по сравнению с температурами Дебая. Следует также указать работу [21], где впервые был обнаружен изотопический сдвиг температуры Кюри $T_C = 4.0 \pm 0.5$ K при переходе от гидрида урана UH_3 к дейтериду урана UD_3, для которого изотопический коэффициент оказывается сравнительно небольшим: $I \simeq -2 \cdot 10^{-2}$. Подчеркнем, что развитый феноменологический подход к теории изотопического эффекта в ферромагнетиках указывает тот набор параметров, экспериментальное измерение которых позволяет количественно рассчитывать вклад акустических фононов в изотопический сдвиг температуры Кюри в реальных ферромагнетиках, обусловленный эффектом магнитоупругости.

В заключение выражаю благодарность В. П. Силину и Р. З. Левитину за полезное обсуждение рассмотренного вопроса. Работа выполнена в рамках проекта 96-02-17318-а Российского фонда фундаментальных исследований.

Литература

1. C. Herring, *Magnetism*, ed. by G. T. Rado and H. Suhl, Academic Press, New York and London (1966), Vol. IV, p. 290.
2. D. Fay and J. Appel, Phys. Rev. B **20**, 3705 (1979); **22**, 1461 (1980).
3. J. J. Hopfield, Phys. Lett. A **27**, 397 (1968).
4. D. M. Edwards and E. P. Wohlfarth, Proc. Roy. Soc. A **303**, 127 (1968).
5. И. Е. Дзялошинский, П. С. Кондратенко, ЖЭТФ **70**, 1987 (1976).

6. Т. Мория, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами*, Мир, Москва (1988).
7. G. S. Knapp, E. Corenzwit, and C. W. Chu, Solid State Commun. **8**, 639 (1970).
8. W. E. Pickett, Phys. Rev. Lett. **48**, 1548 (1982); Phys. Rev. B **26**, 1186 (1982).
9. G. M. Zhao, K. Conder, H. Keller, and K. A. Müller, Nature **381**, 676 (1996).
10. V. P. Silin and V. M. Zverev, Phys. Lett. A **184**, 315 (1994).
11. В. М. Зверев, В. П. Силин, Письма в ЖЭТФ **64**, 33 (1996).
12. G. Hausch, Phys. Stat. Sol. (a) **15**, 501 (1973).
13. M. Shiga, K. Makita, K. Uematsu, Y. Muraoka, and Y. Nakamura, J. Phys.: Condens. Matter **2**, 1239 (1990).
14. В. М. Зверев, В. П. Силин, ФММ **65**, 895 (1988).
15. D. J. Kim, Phys. Rep. **171**, 129 (1988).
16. В. М. Зверев, В. П. Силин, ФТТ **31**, 123 (1989).
17. В. М. Зверев, В. П. Силин, ФТТ **30**, 1989 (1988).
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, часть 1, Наука, Москва (1976).
19. В. М. Зверев, В. П. Силин, ЖЭТФ **93**, 709 (1987).
20. H. C. Ling and W. S. Owen, Acta metall. **31**, 1343 (1983).
21. А. И. Карчевский, Е. В. Артюшков, Л. И. Кикоин, ЖЭТФ **36**, 636 (1959).