

О влиянии теплового расширения на парамагнитную восприимчивость инварных сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$

© В.М. Зверев

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

(Поступила в Редакцию 4 июня 1997 г.)

На основании использования экспериментальных данных показано, что тепловое расширение объема вносит заметный вклад в константу Кюри инварных сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$.

Температурная зависимость магнитной восприимчивости металлов и сплавов обсуждается в литературе (см., например, [1]). Среди имеющихся теоретических подходов отметим традиционный [2], в котором температурная зависимость магнитной восприимчивости χT^2 определяется стонеровскими возбуждениями. Важной причиной температурной зависимости магнитной восприимчивости являются спиновые флуктуации (см., например, [3–5]), которые при учете реальной зонной структуры металлов и сплавов дают температурную зависимость, близкую к закону Кюри–Вейсса.

В [6] указан еще один возможный механизм температурной зависимости магнитной восприимчивости металлов и сплавов. Именно в [6] речь шла о вкладе тепловых акустических фононов в константу Кюри, обусловленном эффектом магнитоупругости. На основании детального анализа экспериментальных данных по магнитоупругости в [6] была продемонстрирована существенность такого вклада для инварных сплавов Fe–Ni, Fe–Ni–Mn и Fe–Pt различного состава и степени упорядочения сплавов.

При сравнении указанных выше теоретических подходов с экспериментальными данными, получаемыми в условиях постоянства давления, представляет интерес выявить ту роль, которую играет тепловое расширение объема тела в температурной зависимости магнитной восприимчивости. Причиной, приводящей к проявлению теплового расширения в магнитных свойствах металлов и сплавов, является хорошо известный эффект магнитострикции ([7–10]). При этом в [8] на основе использования экспериментальных данных по парамагнитострикции и данных о тепловом расширении объема была продемонстрирована существенная роль теплового расширения в температурной зависимости магнитной восприимчивости таких металлов, как платина, родий, молибден и иридий.

В данной работе на примере ферромагнитных инварных сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ показано, что тепловое расширение оказывается существенным при обсуждении температурной зависимости парамагнитной восприимчивости этих сплавов. Сплавы $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ выбраны прежде всего по той причине, что они характеризуются аномально большой магнитострикцией (см., например, [11,12]). Это позволяет надеяться на существенное влияние теплового расширения на тем-

пературную зависимость парамагнитной восприимчивости этих сплавов. Кроме того, поскольку при высоких температурах (выше температуры Кюри) тепловое расширение этих сплавов определяется в основном решеточным вкладом (см., например, [13,14]), это еще один пример проявления тепловых фононов в магнитных свойствах металлов и сплавов, отличный от рассмотренного в [6]. Поэтому представляет интерес сравнить вклады тепловых фононов в температурную зависимость парамагнитной восприимчивости инварных сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$, обусловленные двумя различными эффектами: магнитострикцией и магнитоупругостью.

Будем исходить из известного термодинамического соотношения для парамагнитных восприимчивостей, определяемых при постоянном давлении $\chi_P(P, T)$ и постоянном объеме $\chi_V(V, T)$ (см., например, [1]),

$$\chi_P(P, T) = \chi_V(V, T) \quad (1)$$

и учтем в явном виде тепловое расширение объема тела

$$V(P, T) = V_c(P) + \Delta V(P, T), \quad (2)$$

где $V_c(P) = V(P, T_c)$ — объем тела при температуре Кюри T_c и давлении P , а $\Delta V(P, T)$ — изменение объема, обусловленное отливом температуры T от T_c . Поскольку парамагнитная область $T > T_c$ в инварных сплавах $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ отвечает области температур выше дебаевской [13,14], для теплового расширения объема может быть использована аппроксимация $\Delta V(T)/V_c = 3\beta(T_c)(T - T_c)$, где $\beta(T_c)$ — линейный коэффициент теплового расширения парамагнитного состояния при температуре Кюри. Изложенное выше позволяет записать следующее простое разложение:

$$\chi_P(P, T) = \chi_V(V_c, T) \times \left[1 + 3\beta(T_c)(T - T_c) \left(\frac{\partial \ln \chi_V}{\partial \ln V_c} \right)_T \right], \quad (3)$$

учитывающее вклад теплового расширения в температурную зависимость парамагнитной восприимчивости. Выше температуры Кюри для магнитных восприимчивостей (1) можно использовать выражения, отвечающие за-

кону Кюри–Вейсса,

$$\chi_P(P, T) = \frac{C(P)}{T - T_c(P)}, \quad \chi_V(V, T) = \frac{C(V)}{T - T_c(V)}, \quad (4)$$

где C — константа Кюри. Формулы (3) и (4) позволяют найти следующие соотношения:

$$T_c(P) = T_c(V_c), \quad (5)$$

$$\left(\frac{\Delta C}{C}\right)_{MV} = \frac{C(P) - C(V_c)}{C(V_c)} = -3\beta(T_c)K(T_c)\frac{dT_c}{dP}. \quad (6)$$

Здесь $C(V_c)$ — константа Кюри в пренебрежении тепловым расширением объема, $K(T_c)$ — модуль всестороннего сжатия парамагнитного состояния при температуре Кюри. Формула (6) записана при условии $|d \ln T_c/dP| \gg |d \ln C/dP|[(T - T_c)/T_c]$, которое выполняется в обсуждаемых инварных сплавах в широкой области температур благодаря большой абсолютной величине барической производной температуры Кюри.

Поскольку ферромагнитный переход в инварных сплавах $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ "размыт" по температуре, для оценки выражения (6) будем использовать для коэффициента теплового расширения $\beta(T_c)$ и модуля всестороннего сжатия $K(T_c)$ два значения, из которых большее отвечает величине, экстраполированной из области высоких температур к температуре Кюри, а меньшее — экспериментально измеряемой при $T = T_c$ величине.

Примечательно к инварному сплаву $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ для коэффициента теплового расширения имеем в соответствии с рис. 1 работы [13] $\beta(T_c) = (1.5-1.0) \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$. Аналогично для модуля всестороннего сжатия находим из рис. 6 работы [15] два значения $K(T_c) = (15.0-11.8) \cdot 10^2 \text{ kbar}$.

Для барической производной температуры Кюри воспользуемся данными из табл. 1 работы [11], согласно которым $dT_c/dP = -(3.9-3.6) \text{ K/kbar}$. Тогда формула (6) приводит к следующей весьма заметной оценке вклада теплового расширения в константу Кюри: $(\Delta C/C)_{MV} = 0.13-0.26$. Этот вклад совпадает по знаку с вкладом в константу Кюри тепловых фононов, возникающим при учете эффекта магнитоупругости, для которого, согласно табл. 2 работы [6], в этом инварном сплаве была получена оценка $(\Delta C/C)_{ME} = 0.14-0.18$. Поэтому суммарный вклад тепловых фононов в константу Кюри, обусловленный одновременным учетом как эффекта магнитоупругости, так и эффекта магнитоупругости, оказывается для инварного сплава $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ сравнительно большим $\Delta C/C = (\Delta C/C)_{MV} + (\Delta C/C)_{ME} = 0.27-0.44$.

Для неупорядоченного инварного сплава $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ в соответствии с рис. 4, б работы [14] находим для коэффициента теплового расширения значение $\beta(T_c) = 1.1 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, отвечающее решеточному вкладу, экстраполированному к температуре Кюри, и экспериментально измеряемое значение $\beta(T_c) \simeq 0$. Данные о модуле всестороннего сжатия $K(T_c) = (15.8-12.1) \cdot 10^2 \text{ kbar}$ получаем из рис. 4

работы [16]. Величину барической производной температуры Кюри $dT_c/dP = -(4.0-3.2) \text{ K/kbar}$ находим из работы [12]. Тогда соотношение (6) позволяет получить следующую верхнюю оценку для вклада теплового расширения в константу Кюри: $(\Delta C/C)_{MV} = 0.13-0.21$, которая оказывается примерно такой же, как в инварном сплаве $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$. Используя далее оценку вклада тепловых фононов в константу Кюри, обусловленного учетом эффекта магнитоупругости $(\Delta C/C)_{ME} = 0.37-0.41$ для неупорядоченного инварного сплава $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ из табл. 2 работы [6], находим для полного вклада аномально большую величину $\Delta C/C = (\Delta C/C)_{MV} + (\Delta C/C)_{ME} = 0.50-0.62$.

Таким образом, на основании использования экспериментальных данных показано, что тепловое расширение объема оказывается существенным при обсуждении температурной зависимости парамагнитной восприимчивости инварных сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$, а полный вклад тепловых фононов в константу Кюри этих сплавов, обусловленный одновременным учетом эффектов магнитоупругости и магнитоупругости, оказывается аномально большим.

В заключение выражаю благодарность В.П. Силину, привлечшему мое внимание к рассмотренному вопросу.

Работа выполнена в рамках проекта 96-02-17318-а Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] M. Shimizu. Rep. Prog. Phys. **44**, 329 (1981).
- [2] D.M. Edwards, E.P. Wohlfarth. Proc. Roy. Soc. **A303**, 1427, 127 (1968).
- [3] И.Е. Дзялошинский, П.С. Кондратенко. ЖЭТФ **70**, 5, 1987 (1976).
- [4] Т. Мория. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. Мир, М. (1988). 288 с.
- [5] M. Shimizu. Physica **B159**, 1, 26 (1989).
- [6] В.М. Зверев, В.П. Силин. Письма в ЖЭТФ **64**, 1, 33 (1996).
- [7] K. Sumiyama, M. Shiga, Y. Nakamura. J. Phys. Soc. Jap. **40**, 4, 996 (1976).
- [8] В.М. Зверев, В.П. Силин. Письма в ЖЭТФ **43**, 9, 450 (1986).
- [9] В.М. Зверев, В.П. Силин. Краткие сообщения по физике. ФИАН, 11, 35 (1986).
- [10] Ф.И. Долинин, В.М. Зверев, Е.А. Памятных, В.П. Силин. ФММ **63**, 5, 876 (1987).
- [11] G. Hausch. Phys. Stat. Sol. (a) **16**, 2, 371 (1973).
- [12] G. Oomi, N. Mōri. J. Phys. Soc. Jap. **50**, 9, 2924 (1981).
- [13] S. Chikazumi. J. Magn. Mater. **10**, 2-3, 113 (1979).
- [14] L. Rellinghaus, J. Kästner, T. Schneider, E.F. Wassermann, P. Mohn. Phys. Rev. **B51**, 5, 2983 (1995).
- [15] M. Shiga, K. Makita, K. Uematsu, Y. Muraoka, Y. Nakamura. J. Phys.: Condens. Matter **2**, 5, 1239 (1990).
- [16] G. Hausch. J. Phys. Soc. Jap. **37**, 3, 819 (1974).