

УДК 538.114

©1993

## ПРИБЛИЖЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТЕОРИИ ЛОКАЛЬНЫХ СПИНОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

*А.А.Сивенцев, Ю.П.Ирхин*

В рамках теории локальных спиновых флуктуаций в ферромагнитных металлах сформулировано приближение эффективной температуры, позволяющее вычислять термодинамические наблюдаемые в аналитическом виде. Конкретно рассмотрено спин-флуктуационное смещение температуры Кюри в общей форме, а также для случаев Fe и Ni.

В теории магнетизма металлов в настоящее время существуют два основных подхода: теория Стонера (молекулярное поле) и теория спиновых флуктуаций (учет корреляций). Хотя в простейшем варианте (приближение свободных электронов, гладкая плотность состояний) теория Стонера испытывает значительные трудности, учет некоторых дополнительных обстоятельств (например, особенностей плотности состояний) часто дает более удовлетворительные результаты [1].

Несомненно, что в ряде случаев важную роль играют и спиновые флуктуации. Актуальной проблемой сейчас является построение эффективной количественной теории, позволяющей в удобной форме сравнить различные варианты теории между собой и с экспериментом в конкретных случаях. В рамках теории Стонера получены простые формулы, допускающие такое сравнение. Спин-флуктуационная теория, напротив, из-за сложности исходных уравнений дает результаты только в численном виде (например, [2]), что сильно затрудняет анализ различных факторов и понимание физики явлений в целом.

Целью настоящей работы является формулирование приближений в теории спиновых флуктуаций, которые позволили бы получить результаты в аналитической форме, сохранив в то же время применимость теории к реальным материалам. Конкретно будут рассмотрены вопросы влияния электронной структуры на соотношение стонеровского и спин-флуктуационного вкладов, смещение  $T_c$  из-за влияния флуктуаций по отношению к стонеровскому значению и некоторые другие вопросы. Основой приближений является введение эффективной температуры, определяемой электронными свойствами металла.

# 1. Основные уравнения

В качестве основы для рассуждений мы используем теорию локальных спиновых флуктуаций, развитую в ряде работ (в частности, [2,3]). Эта теория является одной из наиболее развитых и позволяет хорошо описывать целый ряд свойств различных коллективизированных магнетиков. В качестве исходного мы возьмем приближение для свободной энергии электронов, подходящее для наших целей и в то же время сохраняющее все основные эффекты флуктуаций в магнитных металлах и заключающееся в следующем: а) отсутствие зарядовых флуктуаций, б) учет статических флуктуаций, в) учет только продольных флуктуаций (или произвольных, но только в парамагнитной области). При этих допущениях (которые обсуждались в работах [2,3]) свободная энергия (на узел) запишется в виде [2]

$$\tilde{F} = -T \ln Q, \quad Q = (\pi UT)^{-1} \int dV e^{-\beta F(V)}, \quad \beta = 1/T, \quad (1)$$

где  $U$  — энергия электростатического взаимодействия на узле,  $V$  — флуктуирующее поле, а  $F(V)$  — свободная энергия при данном значении  $V$ , имеющая вид

$$F(V) = \text{Tr}(V^2/U + \ln G - \ln(1 - g(V - \Sigma))). \quad (2)$$

Здесь  $G$  — функция Грина в среднем поле  $\Sigma$

$$G_{\omega\mathbf{k}\sigma} = (\omega - \varepsilon_{\mathbf{k}} - \Sigma_{\omega\sigma})^{-1}, \quad (3)$$

$g$  — диагональный элемент узельного представления  $G$

$$g_{\sigma}(\omega) = \int \frac{d\varepsilon \nu(\varepsilon)}{\omega - \varepsilon - \Sigma_{\omega\sigma}}, \quad (4)$$

$\nu(\varepsilon)$  — плотность состояний,  $\omega$  — мацубаровские частоты,  $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $\varepsilon_{\mathbf{k}}$  — энергетический спектр электронов,  $\sigma$  — спиновой индекс.  $\text{Tr}$  есть полный квантовомеханический след.

Запись (2) соответствует приближению одноузельного рассеяния, которое позволяет диагонализировать  $F(V)$  по узлам, т.е. представить в виде  $\sum_j F_j(V)$  ( $j$  — номер узла), и записать удельную  $F(V)$  на узел. Значение  $\Sigma$  определяется из условия минимальности  $\tilde{F}$  ( $\delta_{\Sigma} \tilde{F} = 0$ ), что дает уравнение

$$\langle (V - \Sigma)(1 - g(V - \Sigma))^{-1} \rangle = 0, \quad (5)$$

$$\langle \dots \rangle = \int dV (\dots) e^{-\beta F(V)} / \int dV e^{-\beta F(V)}. \quad (6)$$

Легко убедиться, что независимо от вида функции  $F(V)$  (при условии существования интегралов в (6)) имеет место следующее равенство:

$$\langle dF(V)/dV \rangle = \langle 2V/U + M(V) \rangle = 0, \quad (7)$$

где  $M(V)$  — магнитный момент узла при данном значении флуктуирующего поля  $V$ . При отсутствии флуктуаций отсюда автоматически получается уравнение «молекулярного поля» теории Стонера

$$\Delta/U = 2\bar{V}/U = -\bar{M}, \quad \bar{M} = \sum_{\sigma} \sigma \int d\varepsilon f(\varepsilon - \zeta) \nu(\varepsilon + \sigma\bar{V}) \quad (8)$$

( $\bar{V}$  — среднее значение флуктуирующего поля), из которого следует уравнение для  $T_c$

$$1/U - \int \partial\varepsilon \partial f(\varepsilon - \zeta) / \partial \zeta \nu(\varepsilon) = 0. \quad (9)$$

При наличии флуктуаций (7) с учетом (5) преобразуется к виду

$$2\bar{V}/U = -\bar{M}, \quad \bar{M} = \sum_{\sigma} \sigma \int d\varepsilon f(\varepsilon - \zeta) \text{Im } g_{\sigma}(\varepsilon), \quad (10)$$

т.е. отличие от теории Стонера заключается в том, что роль плотности состояний играет мнимая часть функции Грина  $g$ , которая имеет различную форму в подполосах с разными спинами и весьма сложным образом зависит от  $\bar{V}$  (в частности, невозможно в общем случае получить простое уравнение для  $T_c$  типа (9)). Однако можно существенно упростить дело, разложив свободную энергию (2) и уравнение для  $\Sigma$  (5) по малому параметру  $g(V - \bar{V})$  (это допустимо ввиду достаточной малости флуктуаций в коллективизированных ферромагнетиках) и оставить только квадратичные слагаемые. В результате интегралы по  $V$  приобретают гауссову форму и берутся аналитически, так что получается следующее простое уравнение для  $\Sigma$

$$\Sigma_0(\varepsilon) = \sigma\bar{V} + \Delta\Sigma(\varepsilon + \sigma\bar{V}), \quad \Delta\Sigma(\varepsilon) = g(\varepsilon)v^2. \quad (11)$$

Здесь  $v^2 = \langle V^2 - \bar{V}^2 \rangle$  — средний квадрат флуктуации. В данном приближении в парамагнитной области (где  $\bar{V} = 0$ ) для трехмерных флуктуаций и модели  $d$ -полосы из пяти одинаковых  $d$ -зон  $v^2$  определяется выражением

$$v^2 = \frac{3UT}{10(1 - U\chi_0)}, \quad \chi_0 = -\frac{1}{\pi} \int d\varepsilon f(\varepsilon - \zeta) \text{Im}(g(\varepsilon))^2 \quad (12)$$

( $\chi_0$  есть локальная восприимчивость в нулевом приближении по  $v^2$ ).

Таким образом, в сделанных приближениях учет флуктуаций сводится к замене в формулах теории Стонера (8) и (9) плотности состояний при  $T = 0$  на некоторую эффективную плотность состояний  $\tilde{\nu}$ , изменяющуюся с температурой («размываемую» флуктуациями), которая определяется формулой

$$\begin{aligned} \tilde{\nu}(\varepsilon) &= \frac{1}{\pi} \text{Im } g(\varepsilon) = \text{Im} \frac{1}{\pi} \int \frac{d\varepsilon' \nu(\varepsilon')}{\varepsilon - \varepsilon' - \Delta\Sigma(\varepsilon)} = \\ &= \frac{1}{\pi} \int \frac{d\varepsilon' \nu(\varepsilon') \text{Im } \Delta\Sigma(\varepsilon)}{(\varepsilon - \varepsilon' - \text{Re } \Delta\Sigma(\varepsilon))^2 + (\text{Im } \Delta\Sigma(\varepsilon))^2}, \end{aligned} \quad (13)$$

при этом плотности состояний в подполосах со спинами «вверх» и «вниз» имеют, как и в теории Стонера, одинаковую форму и раздвинуты на  $\Delta = 2\bar{V}$ .

## 2. Эффективная температура

Итак, влияние флуктуаций на термодинамику можно приближенно свести к переопределению (а именно к размытию, по Лоренцу, на величину  $\text{Im } \Delta \Sigma = \pi \nu v^2$ ) плотности состояний в выражении для стонеровской свободной энергии. Для количественной оценки этого влияния удобно выбрать температуру Кюри  $T_c$  (ранее нами уже рассматривались эта величина, а также отношение  $\Delta_0/T_c$  как критерий применимости теории Стонера [4]). Уравнение для  $T_c$  имеет точно такой же вид, как в теории Стонера

$$0 = \frac{\partial^2 \tilde{F}}{\partial \tilde{V}^2} = \frac{\partial}{\partial \tilde{V}} \left( \frac{2\tilde{V}}{U} - \sum_{\sigma} \sigma \int d\varepsilon f(\varepsilon - \zeta - \sigma \tilde{V}) \tilde{\nu}(\varepsilon) \right) = \frac{2}{U} - \sum_{\sigma} \int d\varepsilon \frac{\partial f}{\partial \zeta} \tilde{\nu}(\varepsilon) \quad (14)$$

(мы перешли от модели раздвигающихся подполос к расщепленным химпотенциалам  $\zeta_{\pm} = \zeta \pm \tilde{V}$ ). Уравнение (14) нужно решать в парамагнитной области (при  $\tilde{V} = 0$ )

$$1 - U \int d\varepsilon \partial f(\varepsilon - \zeta) / \partial \zeta \tilde{\nu}(\varepsilon) = 0. \quad (15)$$

Подставим выражение для  $\tilde{\nu}$  (9) в явном виде

$$1 - U \int \int d\varepsilon d\varepsilon' \frac{\partial f(\varepsilon - \zeta)}{\partial \zeta} \nu(\varepsilon') \frac{1}{\pi} \left[ \frac{\text{Im } \Delta \Sigma(\varepsilon)}{(\varepsilon - \varepsilon' - \text{Re } \Delta \Sigma(\varepsilon))^2 + (\text{Im } \Delta \Sigma(\varepsilon))^2} \right] = 0. \quad (16)$$

Из такой записи видно, что вместо интеграла от функции Ферми с размытой плотностью состояний мы можем рассматривать интеграл от исходной неразмытой  $\nu(\varepsilon)$ , но с размытой (также примерно по Лоренцу) функцией Ферми. Если удастся приблизить эту функцию к неразмытой, но с более высокой температурой, то получится, что  $T_c$  при наличии флуктуаций отличается от стонеровской  $T_c$  просто некоторым коэффициентом, равным отношению эффективной температуры неразмытой ступеньки к реальной температуре размытой ступеньки. (Перейти к размытой функции Ферми мы могли бы непосредственно в выражении для  $\tilde{F}$ , но это было бы менее удобно для вывода оценочных формул).

Прежде чем перейти к расчету размытой  $\partial f / \partial \zeta$  (обозначим ее  $(\partial \tilde{f} / \partial \zeta)$ ), необходимо сделать несколько замечаний о роли  $\text{Im } \Delta \Sigma(\varepsilon)$  и  $\text{Re } \Delta \Sigma(\varepsilon)$  в процессе размытия. Мнимая часть есть ширина «колокола» Лоренца и равна по величине  $\pi \tilde{\nu} v^2$ . Если бы  $\text{Re } \Delta \Sigma(\varepsilon)$  было равно нулю, ширина зоны в результате размытия не изменилась бы, а площадь под кривой  $\nu$  («емкость» полосы) уменьшилась бы. Реальная часть  $\Delta \Sigma$  обеспечивает некоторое изменение масштаба кривой  $\tilde{\nu}(\varepsilon)$  по оси  $\varepsilon$ , в частности увеличивает ширину зоны, в результате чего емкость полосы остается постоянной (на самом деле это следствие аналитических свойств функции  $\Sigma(\varepsilon)$ ).

Таким образом,  $\text{Im } \Delta \Sigma(\varepsilon)$  «отвечает» за размытие, а  $\text{Re } \Delta \Sigma(\varepsilon)$  некоторым образом деформирует размываемую кривую, причем, как будет

показано ниже, эта деформация резко зависит от особенностей  $\nu(\varepsilon)$  и в различных точках кривой может быть как «растягивающей», так и «сжимающей».

Запишем выражение для размытой производной  $\partial f/\partial \varepsilon$

$$\left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial \varepsilon}\right) = \frac{1}{\pi} \int d\varepsilon' \frac{\partial f(\varepsilon - \zeta)/\partial \varepsilon \operatorname{Im} \Delta \Sigma(\varepsilon)'}{(\varepsilon - \varepsilon' - \operatorname{Re} \Delta \Sigma(\varepsilon))^2 + (\operatorname{Im} \Delta \Sigma(\varepsilon))^2}. \quad (17)$$

Точно этот интеграл не берется, поэтому введем некоторые приближения для  $f$ ,  $\operatorname{Im} \Delta \Sigma$  и  $\operatorname{Re} \Delta \Sigma$

$$f(\varepsilon) \approx \begin{cases} 1, & \varepsilon < -2T, \\ \frac{1}{2} - \frac{\varepsilon}{4T}, & -2T \leq \varepsilon \leq 2T, \\ 0, & \varepsilon > 2T, \end{cases} \quad (18)$$

$$\operatorname{Im} \Delta \Sigma(\varepsilon) \approx \operatorname{const} = \pi \nu v^2, \quad \operatorname{Re} \Delta \Sigma(\varepsilon) \approx \varepsilon \cdot \operatorname{const} = \varepsilon \Sigma', \quad \Sigma' = (\partial \Sigma / \partial \varepsilon)|_{\varepsilon = \zeta} \quad (19)$$

(постоянная составляющая функции  $\operatorname{Re} \Delta \Sigma(\varepsilon)$  не влияет на форму кривой, а лишь смещает ее, поэтому в качестве простейшего приближения для нее мы взяли линейную функцию). В таких приближениях интеграл легко берется

$$\left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial \varepsilon}\right) = -\frac{1}{4\pi T} \frac{1}{(1 - \Sigma')} \operatorname{arctg} \frac{2T(1 - \Sigma')}{\pi v^2 \nu(\zeta)}. \quad (20)$$

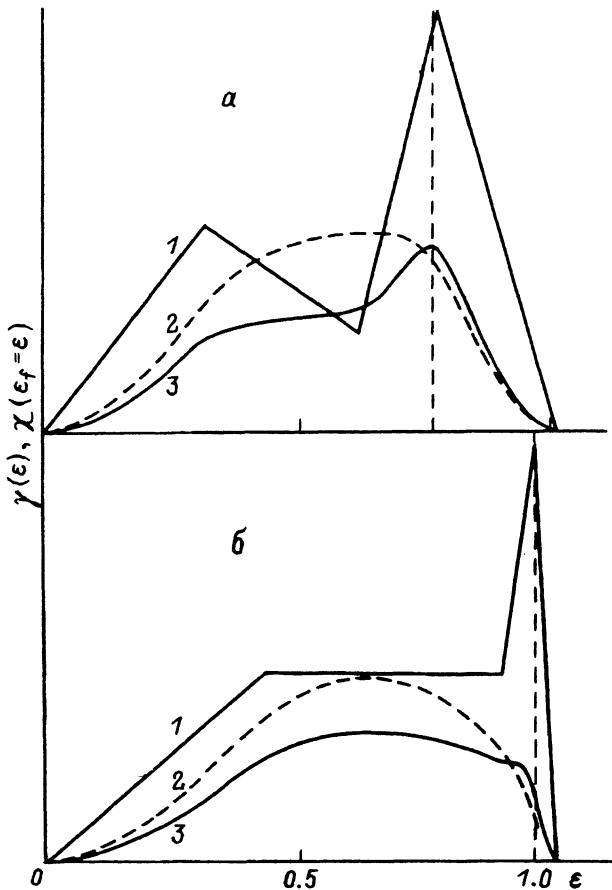
Проинтегрировав по  $\varepsilon$ , можно легко получить и выражение для размытой функции  $\tilde{f}(\varepsilon)$ . Наиболее простой способ аппроксимировать эту функцию функцией Ферми с эффективной температурой — это взять  $f$  с такой же производной при  $\varepsilon = \zeta$ , как у  $\tilde{f}$

$$T_{\text{eff}} = -\left(4(\partial \tilde{f} / \partial \varepsilon)|_{\varepsilon = \zeta}\right)^{-1}. \quad (21)$$

Однако такое значение  $T_{\text{eff}}$  будет явно занижено, поскольку  $f$  выходит на свои асимптотики при больших  $|\varepsilon - \zeta|$  экспоненциально, а  $\tilde{f}$  — гиперболически (как  $1/\varepsilon$ ). Чтобы учесть это различие, можно потребовать, чтобы в обоих случаях ( $f(T_{\text{eff}})$  и  $\tilde{f}(T)$ ) совпадали числа однократно занятых состояний в подполосе, для гладкой  $\nu(\varepsilon)$  пропорциональные интегралу  $1/T \int f(1 - f)d\varepsilon$  (именно эти числа определяют «стонеровскую» термодинамику магнетика [4]). Такое условие дает выражение для  $T_{\text{eff}}$

$$T_{\text{eff}} = \int_{E_2}^{E_1} d\varepsilon \tilde{f}(\varepsilon - \zeta)[1 - \tilde{f}(\varepsilon - \zeta)] \quad (22)$$

(ограничим область интегрирования границами зоны  $E_1$  и  $E_2$ , ибо в бесконечных пределах интеграл расходится, а однократные состояния имеются только внутри зоны).



Модельные плотности состояний Fe (а) и Ni (б) из [2,3] и соответствующие им локальные восприимчивости  $\chi_0(T=0)$  как функции положения уровня Ферми. 1 — плотность состояний, 2 — расчет по формуле (12), 3 — приближенный расчет по формуле (24) со значением  $\nu^*$  из (25). Вертикальной штриховой линией обозначено реальное положение уровня Ферми. Энергия измеряется в единицах ширины зоны.

Интеграл в (21) аналитически не берется, поэтому для вывода оценочной формулы мы воспользуемся методом (21), а по формуле (21) численно рассчитаем  $T_{\text{eff}}$ , чтобы выяснить степень влияния асимптотик  $\tilde{f}$  и убедиться в том, что результаты нашей оценки близки к результатам точного расчета.

Итак, по формуле (21) получаем

$$T_{\text{eff}1} = \frac{(\pi/2)(1 - \Sigma')}{\text{arctg} \frac{2T(1 - \Sigma')}{\pi\nu(\zeta)v^2}} T. \quad (23)$$

Известно, что величина  $v^2$  в точных расчетах оказывается примерно линейна по  $T$ . Это значит, что  $\chi_0$  в формуле (12) зависит от  $T$  достаточно слабо и можно заменить  $\chi_0$  на  $\chi_0(T=0)$ . Эта величина также является достаточно сложным интегралом, но оказывается, что он довольно хорошо оценивается следующей простой формулой (см. рисунок):

$$\chi_0(T=0) \approx \nu^* N(\varepsilon_f)(L - N(\varepsilon_f)), \quad (24)$$

где  $L$  — «емкость» полосы;  $N$  — число электронов в полосе;  $\nu^*$  — константа размерности  $\nu(\varepsilon)$ , определяемая, например, так, чтобы максимумы точной и приближенной функций совпадали. Эта константа оказывается обратно пропорциональной ширине зоны и слабо зависит от формы плотности состояний. Например, для  $\nu(\varepsilon)$  в виде пика с линейными склонами получаем

$$\nu^* = \frac{8(4 \ln 2 - 1)}{3(E_2 - E_1)} \approx \frac{4.73}{E_2 - E_1},$$

а для постоянной плотности состояний

$$\nu^* = \frac{4 \ln 2}{E_2 - E_1} \approx \frac{2.77}{E_2 - E_1} \quad (26)$$

( $E_1$  и  $E_2$  — границы зоны). Приближение (24) фактически является аппроксимацией  $\chi_0$  как функции  $\varepsilon_f$  по двум точкам и величине максимума.

В случаях Fe и Ni, для которых будут сделаны численные оценки, уровни Ферми лежат на очень больших пиках и поэтому можно приближенно вычислять  $\chi_0$  по формуле (24) со значением  $\nu^*$  по формуле (25). Результат, как видно из рисунка, слабо отличается от точного значения по (12).

Оценить  $\Sigma'$  сложнее, однако для гладкой  $\nu(\varepsilon)$ , если уровень Ферми не лежит близко к краю зоны, эта величина мала и ей можно пренебречь. Если пренебречь также и температурным смещением химпотенциала, то  $T_{\text{eff}}/T$  оказывается постоянным коэффициентом, не зависящим от температуры и определяемым только характеристиками электронного газа при  $T=0$

$$\kappa = \frac{T_{\text{eff}}}{T} = \text{const} = \frac{\pi/2}{\arctg \frac{20(1 - \nu^* N(L - N))}{3\pi U \nu(\varepsilon_f)}}. \quad (27)$$

Наблюдаемая температура Кюри при наличии флуктуаций должна, таким образом, быть в  $\kappa$  раз меньше  $T_c$ , рассчитанной по теории Стонера. Можно также использовать формулу (27) для сравнительной оценки роли спиновых флуктуаций в термодинамике различных ферромагнетиков.

В случае  $\nu(\varepsilon)$ , имеющей особенности типа «ям» и «пиков», величина  $\Sigma'$  может оказывать заметное влияние на отношение  $T_{\text{eff}}/T$ . Ее анализ позволяет получить некоторые сведения о характере этого влияния.

Легко убедиться, что при наличии изломов (скачков производной) функции  $\nu(\varepsilon)$  в каждом положительном изломе («яме»)  $\Sigma'$  имеет отрицательный минимум, а в отрицательном изломе («пике») — положительный максимум, причем их амплитуда примерно пропорциональна скачку производной («остроте» пика или ямы) и падает с усилением размытия. Для модели  $\nu(\varepsilon)$  в виде симметричного пика на постоянном фоне  $\nu_0$  с уровнем Ферми в вершине пика имеем

$$1 - \Sigma' = 1 - \frac{\nu' \nu^2}{1 + \frac{\nu_0}{\nu}} \left\{ \ln \left( \frac{1}{\left[ \pi \nu^2 \nu' \left( 1 + \frac{\nu_0}{\nu} \right) \right]^2 + 1} \right) + \frac{2}{\left[ \pi \nu^2 \nu' \left( 1 + \frac{\nu_0}{\nu} \right) \right]^2 + 1} \right\}. \quad (28)$$

Здесь  $\nu$  — высота пика относительно фона, а  $\nu'$  — крутизна склона пика; выражение справедливо и для «ямы» (тогда  $\nu < 0$  и  $\nu' < 0$ ).

Таким образом, оказывается, что за счет деформации полосы при флуктуационном размытии при положении химпотенциала на вершине «пика» эффекты флуктуаций (в нашем случае отношение  $T_{\text{эфф}}/T = T_c^{\text{Stoner}}/T_c$ ) должны уменьшаться, а в центре ямы — усиливаться. Величина  $\Sigma'$  сильно и нелинейно меняется с температурой, что не позволяет получить для оценки этого эффекта простую универсальную формулу типа (27), но численная оценка будет сделана ниже.

### 3. Оценки для железа и никеля

В таблице приведены оценки температуры Кюри по формулам (21) и (22) с учетом и без учета влияния формы (через  $\Sigma'$ ). Оказывается, что как в железе, так и в никеле оценка по простейшей формуле (27) для трехмерных флуктуаций дает хотя и завышенные, но достаточно близкие к результату точного расчета значения  $T_c$ . Учет формы  $\nu(\varepsilon)$  в обоих случаях дает некоторое повышение  $T_c$  вследствие того, что химпотенциал находится на вершине пика. В никеле пик более острый, вследствие этого и эффект несколько больше. Учет же влияния асимптотик  $\tilde{f}$  по формуле (22) дает существенно заниженные значения  $T_c$ , что, видимо, связано с грубостью сделанных при выводе (21) приближений.

Таким образом, учет влияния флуктуаций на  $T_c$  через коэффициент  $\kappa$  по формуле (27) дает удовлетворительную оценку эффекту. Кроме того, по ряду соображений отношение стонеровского и флуктуационного вклада, например, в теплоемкость примерно равно этому же коэффициенту  $\kappa$ . Влияние же формы  $\nu(\varepsilon)$  состоит в том, что если уровень Ферми лежит вблизи пика, то эффект флуктуаций ослабляется, а вблизи «ямы» — усиливается.

Результаты оценки температуры Кюри  $T_c$  по приближенным формулам с учетом локальных статических спиновых флуктуаций (температура — в К).

	Fe	Ni
Стонеровское значение $T_c$ (без учета флуктуаций)	3900	1000
Численный расчет с флуктуациями [1,2]	880	710
Эксперимент	1021	631
Оценки		
без учета особенностей $\nu$ по формуле (21)		
одномерные флуктуации	2661	843
трехмерные флуктуации	1362	588
с учетом особенностей $\nu$ по формуле (21)		
одномерные флуктуации	2938	951
трехмерные флуктуации	1394	623
без учета особенностей $\nu$ по формуле (22)		
одномерные флуктуации	1564	636
трехмерные флуктуации	568	263



Наиболее существенным фактором, не учтенным в предложенном методе оценки, являются динамические флуктуации. Однако их эффект также можно учесть как смещение  $T_c$ , рассчитанной для статических флуктуаций, хотя и из других соображений. Способ оценки изложен в работе [3]. Температура  $T_c$  с учетом динамических флуктуаций оказывается равна  $T_c$  для статических флуктуаций, умноженной на некоторый коэффициент, зависящий от свойств рассматриваемого металла; в случае железа он примерно равен 1.58.

Авторы благодарны В.И.Гребенникову и Е.В.Розенфельду за плодотворное обсуждение ряда вопросов.

#### Список литературы

- [1] Irkhin Yu.P., Rosenfeld E.V. // JMMM. 1985. V. 51. P. 165-174; Сивенцев А.А., Ирхин Ю.П., Розенфельд Е.В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 6-12.
- [2] Гребенников В.И., Прокопьев Ю.И., Соколов О.Б, Туров Е.А. // ФММ. 1981. Т. 52. № 4. С. 679-694.
- [3] Гребенников В.И. // ФММ. 1988. Т. 66. № 2. С. 230-238.
- [4] Ирхин Ю.П., Розенфельд Е.В., Сивенцев А.А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 9. С. 1646-1653.

Институт физики металлов  
УрО РАН  
Екатеринбург

Поступило в Редакцию  
4 марта 1993 г.