

УДК 537.611.45

**ПРОБЛЕМЫ ТЕОРИИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ
АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ ВЫШЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕЕЛЯ,
СВЯЗАННЫЕ С ПРИБЛИЖЕНИЕМ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛЯ****Н.Б. Орлова¹, М.И. Куркин²**¹Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск²Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

В работе обсуждается возможность использования новой модели спиновых подрешеток для описания магнитных свойств антиферромагнетиков выше температуры Нееля T_N . В отличие от прежней новая модель обеспечивает подрешеточное упорядочение спинов только при количестве спинов в подрешетке $N > 10^5$. Выше T_N , из-за отсутствия дальнего спинового порядка, число спинов в подрешетке $N \approx 10$, поскольку это число определяется радиусом обменного взаимодействия. Отсутствие подрешеток при $N \approx 10$ исключает возможность использования приближения молекулярного поля для описания эффектов, обусловленных обменным взаимодействием. Это объясняет сильные расхождения теории, основанной на приближении молекулярного поля, с многочисленными измерениями магнитной восприимчивости антиферромагнетиков $\chi_{AF}(T)$ выше температуры Нееля T_N . Для описания $\chi_{AF}(T)$ при $T > T_N$ с использованием новой модели спиновых подрешеток необходимо знание энергетического спектра спиновых кластеров с числом спинов $N \approx 10$. Эта задача существенно упрощается для температур $T \gg T_N$. При этом для обратной восприимчивости $\chi_{AF}^{-1}(T)$ при $T \gg T_N$ получается линейная зависимость от температуры T , как для приближения молекулярного поля при $T > T_N$. При температурах T вблизи T_N зависимость $\chi_{AF}^{-1}(T)$ значительно отклоняется от линейной и эти отклонения определяются большим числом параметров, зависящих от конкретного вида обменного взаимодействия. Обилие параметров делает бесперспективным использование магнитных измерений при $T > T_N$ для определения материальных параметров антиферромагнетиков. В этом основное отличие новой модели подрешеток от прежней, основанной на приближении молекулярного поля. Прежняя модель предписывала однозначную связь $\chi_{AF}(T)$ с двумя параметрами антиферромагнетика – температурой Нееля T_N и атомным спином.

Ключевые слова: антиферромагнетики, магнитные подрешетки, обменное взаимодействие, магнитная восприимчивость.

DOI: 10.17212/1727-2769-2019-4-44-53

Введение

Интерес к изучению формирования спиновых подрешеток в антиферромагнетике связан с обнаружением в 2011 году разрушения магнитных подрешеток после воздействия фемтосекундного лазерного импульса [1]. Мы предложили новый механизм обеспечения устойчивости спиновых подрешеток в двухподрешеточном антиферромагнетике относительно взаимной переориентации спинов разных под-

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 18-32-00690) и в рамках государственного задания РАН (тема № 01201463332).

решеток [2]. Этот механизм подавления обменного смешивания ростом энергии магнитной анизотропии оказался более эффективным, чем рост обменной энергии в модели К.Д. Андерсона и Дж.М. Займана [3]. В модели Андерсона и Займана разрушение ферромагнитного порядка в подрешетках (эффект обменного смешивания подрешеток) подавляется за счет только обменной энергии. В нашей модели обменное смешивание спинов подавляется за счет добавления к обменному взаимодействию магнитной анизотропии. Этот результат получен при условии малости магнитных взаимодействий V_A , определяющих энергию магнитной анизотропии, по сравнению с кулоновским обменным взаимодействием V_{ex} . Причина такого аномально сильного влияния магнитной анизотропии связана с различием симметрии операторов магнитной анизотропии и обменного взаимодействия. Оператор обменного взаимодействия пространственно изотропен, поэтому он определяет только взаимную ориентацию взаимодействующих спинов, вне зависимости от ориентации их относительно осей кристалла. Учет магнитной анизотропии снимает это вырождение, что сильно изменяет вид волновых функций. Установлено, что такое изменение волновых функций может обеспечить формирование спиновых подрешеток, которые отсутствуют в вырожденном состоянии.

Учет влияния не только обменного взаимодействия, но и магнитной анизотропии в процессах формирования подрешеток может дать новые возможности описания магнитных свойств антиферромагнетиков при условиях разрушения спиновых подрешеток. Таких как сверхбыстрая оптическая накачка [1] или нагрев выше температуры упорядочения ($T > T_N$). Известно [1], что существующее теоретическое описание восприимчивости антиферромагнетика (приближение молекулярного поля) дает неточности в определении Нееля T_N до сотни кельвинов. Мы использовали новую модель спиновых подрешеток для описания магнитных свойств антиферромагнетиков выше температуры Нееля T_N . Предполагается, что новая модель формирования магнитных подрешеток даст более точные критерии, определяющие температуру Нееля T_N , нежели приближение молекулярного поля [4].

В разделе 1 этой статьи обсуждаются особенности приближения молекулярного поля для описания магнитных свойств антиферромагнетиков вблизи температуры Нееля в сравнении с новой моделью спиновых подрешеток. В разделе 2 этой статьи обсуждается полученная на основании новой модели подрешеток восприимчивость антиферромагнетика в приближении парных обменных корреляций. Заключение посвящено обсуждению перспективы использования данного подхода для описания восприимчивости антиферромагнетика вблизи температуры Нееля.

1. Спиновые магнитные подрешетки

Использование молекулярного поля \bar{H}_m является стандартным приближением для описания магнитных свойств ферро- и антиферромагнетиков вблизи температуры магнитного упорядочения [4]. В этом приближении выражение для квантового оператора обменного взаимодействия V_{ex} между \bar{s}_j и \bar{s}_k на атомах с координатами \bar{r}_j и \bar{r}_k

$$V_{ex} = -\sum_{jk} J(\bar{r}_j - \bar{r}_k)(\bar{s}_j \cdot \bar{s}_k) \quad (1)$$

($J(\bar{r}_j - \bar{r}_k)$ – обменные параметры) заменяется приближенным выражением. В приближенном выражении для обменного взаимодействия

$$V_{ex} = -2\mu_B \sum_j \bar{H}_m(\vec{r}_j) \cdot \vec{s}_j \quad (2)$$

вводится молекулярное поле \bar{H}_m

$$\bar{H}_m(\vec{r}_j) = 2\mu_B \sum_k J(\vec{r}_i - \vec{r}_k) \vec{s}_k(T), \quad (3)$$

μ_B – магнетон Бора, множители 2 в (2) и (3) – магнитомеханическое отношение для спинового момента,

$$\vec{s}_k(T) = Sp \{ \rho \vec{s}_k \} \quad (4)$$

– термодинамическое среднее оператора \vec{s}_k с равновесной матрицей плотности ρ [5, 6],

$$\rho = \frac{\exp\left(-\frac{\mathcal{H}}{k_B T}\right)}{Sp \left\{ \exp\left(-\frac{\mathcal{H}}{k_B T}\right) \right\}}, \quad (5)$$

где k_B – постоянная Больцмана; \mathcal{H} – гамильтониан; T – абсолютная температура. Для количественных оценок H_m (3) обычно используется формула [4]

$$H_m^z = H_E \frac{s(T)}{s(0)}, \quad (6)$$

где $H_E = 10^7 \text{ Э}$ – обменное поле. Компоненты $H_m^{x,y}$ считаются равными нулю, поскольку наблюдаемой является только одна продольная компонента спина, вдоль которой принято ориентировать ось \vec{z} .

Использование поля \bar{H}_m (3) является хорошим приближением при описании высокотемпературных магнитных свойств ферромагнетиков. Это следует из выражения для скалярного произведения (\vec{s}_j, \vec{s}_k) , которое получается из формулы для квадрата длины такой пары при ферромагнитном упорядочении:

$$(\vec{S})^2 = (\vec{s}_j + \vec{s}_k)^2 = (\vec{s}_j)^2 + (\vec{s}_k)^2 + 2(\vec{s}_j, \vec{s}_k) = S(S+1) = 2, \quad (7)$$

с учетом $(\vec{s}_j)^2 = (\vec{s}_k)^2 = 3/4$ [4] имеем

$$(\vec{s}_j, \vec{s}_k) = 1/4. \quad (8)$$

Получается, что величина скалярного произведения (8) при ферромагнитном упорядочении определяется только продольными компонентами спинов s_j^z и s_k^z :

$$(\vec{s}_j, \vec{s}_k) = s_j^z s_k^z = 1/4.$$

При антиферромагнитном упорядочении спинов \vec{s}_j и \vec{s}_k квантовое число полного спина пары $S = 0$, поэтому

$$(\vec{s}_j, \vec{s}_k) = -3/4. \quad (9)$$

Причина различия правых и левых частей (8) и (9) связана с различием симметрии состояний $S=1$ и $S=0$. При $S=1$ есть выделенное направление полного спина \vec{S} , которое выделяет ось Z по отношению к X и Y осям. При $S=0$ все три направления эквивалентны, поэтому правые части (8) и (9) отличаются втрое по абсолютной величине.

Сравнимое влияние всех трех компонент спинов s_j^z и s_k^z на магнитные свойства антиферромагнетиков создает значительные трудности при их теоретическом описании [3]. Эти трудности исчезают, если принять гипотезу магнитных подрешеток [3, 7, 8]. Эта гипотеза предполагает существование в антиферромагнетиках макроскопических групп спинов (подрешеток) с ферромагнитным упорядочением в группах (рис. 1). Поскольку квантовыми свойствами макроскопических векторов можно пренебречь, то динамика магнитных моментов подрешеток описывается классическими уравнениями с обменным взаимодействием в приближении молекулярного поля (3).

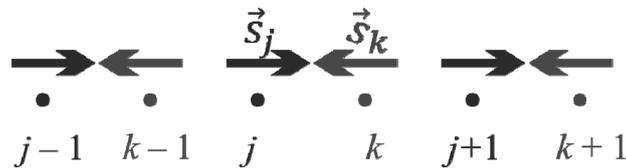


Рис. 1 – Схематическое изображение спиновых подрешеток с ферромагнитным упорядочением внутри подрешетки j или k и антиферромагнитным упорядочением спинов разных подрешеток

Fig. 1 – Schematic representation of spin sublattices with ferromagnetic ordering inside a sublattice j or k , and antiferromagnetic ordering of spins of different sublattices

Квантовое обоснование гипотезы подрешеток предложено в работе [2]. В [2] было показано, что число спинов N в каждой подрешетке, необходимое для подрешеточного упорядочения, должно удовлетворять условию

$$N \gg \frac{H_E}{H_A} = 10^4 - 10^5, \quad (10)$$

где H_A – поле магнитной анизотропии, ориентирующее спин подрешетки в равновесном направлении. Число N в (10) определяется длиной обменных корреляций L_{ex} , поэтому зависит от размерности антиферромагнитного упорядочения. В теории длина L_{ex} ниже температуры упорядочения (температуры Нееля T_N для антиферромагнетиков) неограниченно велика, что обеспечивает выполнение условия (10) при $T < T_N$. В реальных веществах дефекты и слабые взаимодействия типа магнитной анизотропии обычно разрушают обменные корреляции на расстояниях $L_{ex} \approx 10^4 a$ (a – межатомное расстояние). Эта оценка получена из размеров магнитного домена [3]. Она ограничивает число N в (10) из-за связи N с L_{ex} для трех-, двух- и одномерных упорядочений:

$$N(3) = \left(\frac{L_{ex}}{a}\right)^3, \quad N(2) = \left(\frac{L_{ex}}{a}\right)^2, \quad N(1) = \frac{L_{ex}}{a}. \quad (11)$$

С учетом (11) при $L_{ex} \approx 10^4 a$ условие (10) хорошо выполняется для трехмерных и двумерных антиферромагнитных упорядочений, но с одномерным упорядочением возникают проблемы. Выше температуры Нееля $T > T_N$ тепловое движение разрушает обменные корреляции до расстояний $L_{ex} < 10a$, поэтому условие (10) нарушается даже в трехмерных антиферромагнетиках. Это объясняет плохое совпадение результатов магнитных измерений при $T > T_N$ с теоретической формулой для магнитной восприимчивости антиферромагнетиков при $T \geq T_N$:

$$\chi^{-1}(T) = \frac{T + T_N}{C}, \quad (12)$$

полученной с использованием приближения молекулярного поля [1] (C – параметр, не зависящий от температуры T). Далее приведены результаты расчета $\chi(T)$ при $T > T_N$ без использования приближения молекулярного поля.

2. Восприимчивость антиферромагнетика в приближении парных обменных корреляций

Для квантового вычисления $\chi(T)$ мы использовали гамильтониан \mathcal{H} для атомных спинов с $s = 1/2$ антиферромагнитным обменным взаимодействием в приближении ближайших соседей в магнитном поле $\vec{H} \parallel \vec{z}$:

$$\mathcal{H} = -\sum_{j=1}^N 2\mu_B H s_j^z + \sum_{j,l} J(\vec{s}_j, \vec{s}_{j+l}), \quad (13)$$

$j+l$ – номер ближайшего соседа для атома j . Магнитная восприимчивость $\chi(T)$ определяется средней термодинамической величиной атомного магнитного момента

$$\vec{M}(T) = \chi(T)\vec{H} = \frac{1}{N} Sp \left\{ \rho \sum_j 2\mu_B \vec{s}_j \right\}, \quad (14)$$

где ρ [6] – равновесная матрица плотности. Операция усреднения в (14) значительно упрощается, если известен спектр гамильтониана \mathcal{H} (13). Этот спектр с учетом теплового движения, разрушающего дальние обменные корреляции спинов до расстояний $L_{ex} < 10a$, определяется спектрами кластеров из десятков спинов. Мы ограничились парными корреляциями, которые можно считать хорошим приближением при $T \gg T_N$. В этом приближении спектр \mathcal{H} определяется спектром пары спинов, состоящим из четырех уровней. Нижнему уровню при $J > 0$ с учетом (9) соответствует синглет с полным спином $S = 0$ (рис. 2, а):

$$E_0 = -\frac{3}{4}J. \quad (15)$$

Триплету с квантовыми числами $S = 1$ и $S^z = \pm 1, 0$ с учетом (8) соответствуют уровни энергии:

$$E_{1,\pm 1} = \mp 2\mu_B H + \frac{J}{4}, \quad E_{1,0} = \frac{J}{4}. \quad (16)$$



Рис. 2 – Схематическое изображение синглета с антипараллельно упорядоченными спинами $S = 0$ (a) и триплета с параллельно упорядоченными спинами $S = 1$ (б)

Fig. 2 – Schematic representation of a singlet with antiparallel ordered spins $S = 0$ (a) and a triplet with parallel ordered spins $S = 1$ (b)

В слабых магнитных полях, соответствующих условию

$$2\mu_B H \ll J < k_B T, \quad (17)$$

формула (14) в линейном приближении по H принимает вид

$$M^z(T) = \frac{C_1 H}{T} \left(\frac{1}{3} e^{\frac{J}{k_B T}} + 1 \right)^{-1} = \chi(T) H. \quad (18)$$

Из (18) для $\chi^{-1}(T)$ получается выражение

$$C_1 \chi^{-1}(T) = T \left(\frac{1}{3} e^{\frac{J}{k_B T}} + 1 \right), \quad (19)$$

где C_1 – параметр, не зависящий от T .

Зависимость магнитной восприимчивости от температуры во всем температурном интервале представлена на рис. 3.

Она существенно отличается от зависимости $\chi(T)$ (12) при $T \geq T_N$, поскольку имеет максимум при $T = T_{\max} < T_N$. Однако использовать эту особенность для $\chi(T)$ (19) для сравнения с экспериментом не представляется возможным, поскольку при $T \approx T_N$ нельзя ограничиться парными обменными корреляциями, а необходимо учитывать влияние на $\chi(T)$ кластеров с числом спинов более двух. Расщепление в их спектрах $\Delta E < J$, поэтому соответствующие им кривые должны иметь максимумы при $T < T_{\max}$. Это должно привести к уширению максимума результирующей кривой $\chi(T)$ и его смещению в сторону более низкой температуры, которая может оказаться существенно ниже T_N . Соответствующая кривая восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ приведена на рис. 4.

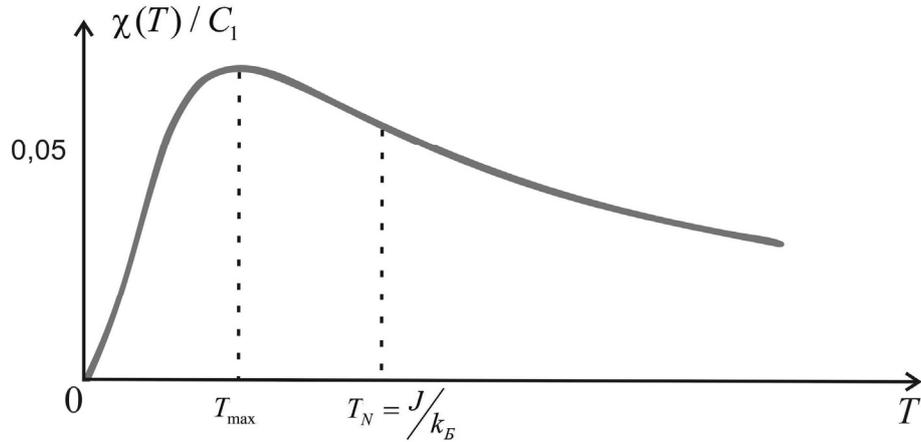


Рис. 3 – Температурная зависимость $\chi(T)$ (19) в приближении парных обменных корреляций

Fig. 3 – Temperature dependence $\chi(T)$ (19) in the approximation of paired exchange correlations

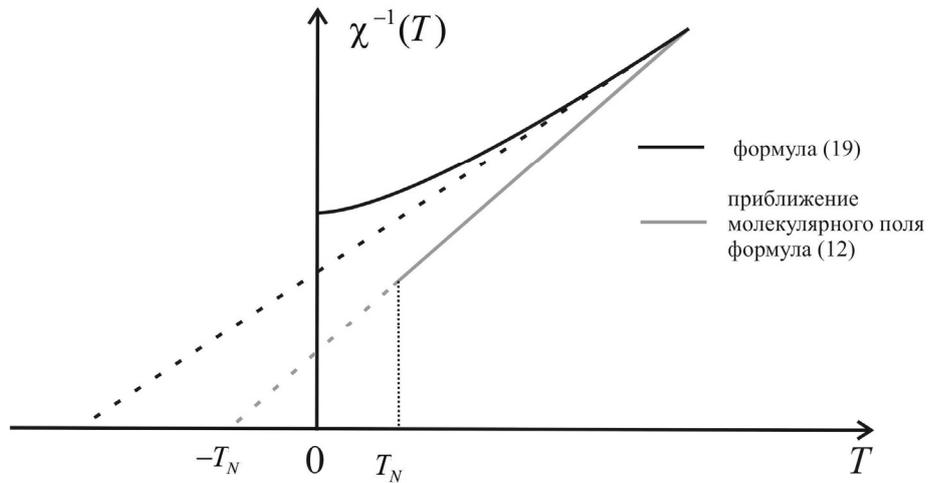


Рис. 4 – Температурные зависимости $\chi^{-1}(T)$ в приближении молекулярного поля (12) и в приближении парных обменных корреляций (19)

Fig. 4 – Temperature dependences $\chi^{-1}(T)$ in the molecular field approximation (12) and in the pair exchange correlations approximation (19)

Заключение

В работе получена зависимость магнитной восприимчивости антиферромагнетика от температуры (19) в рамках новой теории формирования магнитных подрешеток [2]. В отличие от зависимости $\chi^{-1}(T)$ (12) она должна обладать кривиз-

ной, поэтому линейная экстраполяция до пересечения с осью T (точка $-T'_N$ на рис. 4) оказывается зависящей от температурного интервала, выбранного для экстраполяции (рис. 4). Это не позволяет использовать такую точку ($-T'_N$) для определения температуры Нееля из высокотемпературных магнитных измерений. Самый большой недостаток кривой $\chi^{-1}(T)$ на рис. 4 состоит в том, что ее форма оказывается зависящей от большого набора параметров, определяемых конкретным видом обменного взаимодействия. Это усложняет использование высокотемпературных измерений при $T > T_N$ для определения материальных параметров антиферромагнетиков.

Из анализа магнитной восприимчивости антиферромагнетиков выше температуры Нееля с использованием новой модели спиновых подрешеток [2] можно сделать следующие выводы. При температурах T вблизи T_N зависимость $\chi_{AF}^{-1}(T)$ значительно отклоняется от линейной и эти отклонения определяются большим числом параметров, зависящих от конкретного вида обменного взаимодействия. Из-за обилия параметров сложно дать общее описание свойств антиферромагнетика $T > T_N$. Более точное определение магнитной восприимчивости возможно с учетом специфики обменного взаимодействия данного материала. В этом основное отличие новой модели подрешеток от прежней, основанной на приближении молекулярного поля. Прежняя модель предписывала однозначную связь $\chi_{AF}(T)$ с двумя параметрами антиферромагнетика – температурой Нееля T_N и атомным спином.

ЛИТЕРАТУРА

1. Transient ferromagnetic-like state mediating ultrafast reversal of antiferromagnetically coupled spin / I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H.A. Durr, T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A.V. Kimel // *Nature*. – 2011. – Vol. 472. – P. 205–208.
2. **Kurkin M.I., Orlova N.B.** An approximate quantum theory of the antiferromagnetic ground state // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2019. – Vol. 474. – P. 287–295.
3. **Займан Дж.** Принципы теории твердого тела. – М.: Мир, 1966. – 416 с.
4. **Кринчик Г.С.** Физика магнитных явлений. – М.: Московский университет, 1976. – 367 с.
5. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Статистическая физика. Ч. 1: учебное пособие для вузов. – М.: Физматлит, 2010. – 616 с.
6. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Квантовая механика (нерелятивистская теория). – Изд. 6-е, испр. – М.: Физматлит, 2004. – 800 с.
7. **Néel L.** Propriétés magnétiques de l'état métallique et énergie d'interactions entre atomes // *Annales de Physique*. – 1936. – Vol. 11, N 5. – P. 232–279.
8. **Néel L.** Influence des fluctuations du champ moléculaire sur les propriétés magnétiques des corps // *Annales de Physique*. – 1932. – Vol. 17. – P. 5–105.

**THE PROBLEMS OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY THEORY
OF ANTIFERROMAGNETICS ABOVE THE NÉEL TEMPERATURE
RELATED TO THE MOLECULAR FIELD APPROXIMATION**

Orlova N. B.¹, Kurkin M.I.²

¹*Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia*

²*Institute of metal physics UrB RAS, Ekaterinburg, Russia*

The possibility of using the new model of spin sublattices to describe the magnetic properties of antiferromagnets above the Néel T_N temperature is discussed. Unlike the previous model, the new model provides the sublattice ordering of spins only with the number of spins in the sublattice $N > 10^5$. Due to the lack of long-range spin order above the T_N the number of spins in the sublattice is about 10, since this number is determined by the radius of the exchange interaction. The absence of sublattices at $N \approx 10$ excludes the possibility of using the molecular field approximation to describe effects due to the exchange interaction. This explains the strong discrepancies of the theory based on the approximation of the molecular field with the numerous measurements of the magnetic susceptibility of antiferromagnets $\chi_{AF}(T)$ above the Néel temperature T_N . It is necessary to know the energy spectrum of spin clusters with the number of spins $N \approx 10$ to describe $\chi_{AF}(T)$ at $\chi_{AF}(T)$ using a new model of spin sublattices. This task is greatly simplified for temperatures $T \gg T_N$. Moreover, for the inverse susceptibility $\chi_{AF}^{-1}(T)$ at a linear temperature $T \gg T_N$ dependence is obtained as for the approximation of the molecular field at $T > T_N$. At temperatures T near T_N the dependence $\chi_{AF}^{-1}(T)$ deviates significantly from the linear one, and these deviations are determined by a large number of parameters depending on the specific type of exchange interaction. The large number of parameters makes it unpromising to use magnetic measurements at $T > T_N$ to determine the substance parameters of antiferromagnets. This is the main difference between the new sublattice model and the previous one based on the approximation of the molecular field. The previous model prescribed the clear relationship $\chi_{AF}(T)$ with two parameters of the antiferromagnet: the Néel temperature T_N and atomic spin.

Keywords: antiferromagnets, magnetic sublattices, exchange interaction, magnetic susceptibility.

DOI: 10.17212/1727-2769-2019-4-44-53

REFERENCES

1. Radu I., Vahaplar K., Stamm C., Kachel T., Pontius N., Durr H.A., Ostler T.A., Barker J., Evans R.F.L., Chantrell R.W., Tsukamoto A., Itoh A., Kirilyuk A., Rasing Th., Kimel A.V. Transient ferromagnetic-like state mediating ultrafast reversal of antiferromagnetically coupled spin. *Nature*, 2011, vol. 472, pp. 205–208.
2. Kurkin M.I., Orlova N.B. An approximate quantum theory of the antiferromagnetic ground state. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2019, vol. 474, pp. 287–295.
3. Ziman J. *Principles of the Theory of Solids*. Cambridge, Cambridge University Press, 1972 (Russ. ed.: Zaiman Dzh. *Printsipy teorii tvrdogo tela*. Moscow, Mir Publ., 1966. 416 p.).
4. Krinchik G.S. *Fizika magnitnykh yavlenii* [Physics of magnetic phenomena]. Moscow, Moscow University Publ., 1976. 367 p.
5. Landau L.D., Lifshits E.M. *Statisticheskaya fizika*. Ch. 1 [Statistical physics. Pt. 1]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2010. 616 p.
6. Landau L.D., Lifshits E.M. *Kvantovaya mekhanika (nerelyativistskaya teoriya)* [Quantum mechanics: non-relativistic theory]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2004. 800 p.
7. Néel L. Propriétés magnétiques de l'état métallique et énergie d'interactions entre atomes. *Annales de Physique*, 1936, vol. 11, no. 5, pp. 232–279.
8. Néel L. Influence des fluctuations du champ moléculaire sur les propriétés magnétiques des corps. *Annales de Physique*, 1932, vol. 17, pp. 5–105.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ



Орлова Наталья Борисовна – родилась в 1982 году, канд. физ.-мат. наук, доцент, физико-технический факультет, НГТУ. Область научных интересов: физика твердого тела, физика магнитных явлений. Опубликовано 50 научных работ. (Адрес: 630092, Россия, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20 E-mail: n.b.orlova@corp.nstu.ru).

Orlova Natalia Borisovna (b. 1982) – PhD, Technical Physics department, Novosibirsk State Technical University. Her research interests are currently focused on solid state physics, physics of magnetic phenomena. She is author of 50 scientific papers. (Address: 20, Karl Marx Av., Novosibirsk, 630073, Russia. E-mail: n.b.orlova@corp.nstu.ru).



Куркин Михаил Иванович – родился в 1938 году, д-р физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник Института физики металлов УрО РАН. Область научных интересов: физика твердого тела, физика магнитных явлений. Опубликовано 200 научных работ. (Адрес: 620108, Россия, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18. E-mail: kurkin@corp.nstu.ru).

Kurkin Mikhail Ivanovich (b. 1938) – professor, doctor of science, chief researcher at the Institute of Metal Physics UrO RAS.. His research interests are currently focused on solid physicist, physics of magnetic phenomena. He is author of 200 scientific papers. (Address: 18 Sofya Kovalevskaya street, Ekaterinburg, Russia 620108. E-mail: kurkin@corp.nstu.ru).

*Статья поступила 17 ноября 2019 г.
Received November 17, 2019*

To Reference:

Orlova N.B., Kurkin M.I. Problemy teorii magnitnoi vospriimchivosti antiferromagnetikov vyshe temperatury Neelya, svyazannye s priblizheniem molekulyarnogo polya [The problems of the magnetic susceptibility theory of antiferromagnetics above the Néel temperature related to the molecular field approximation]. *Doklady Akademii nauk vysshei shkoly Rossiiskoi Federatsii – Proceedings of the Russian higher school Academy of sciences*, 2019, no. 4 (45), pp. 44–53. DOI: 10.17212/1727-2769-2019-4-44-53.