

Термодинамика твердых монослоев ${}^3\text{He}$ в рамках модели Гейзенберга

© Т.Н. Анцыгина, К.А. Чишко

Физико-технический институт низких температур Академии наук Украины,
310164 Харьков, Украина

E-mail: chishko@ilt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 21 мая 1999 г.)

В работе обсуждена проблема применимости двумерной модели Гейзенберга для интерпретации экспериментально наблюдаемых термодинамических и магнитных свойств монослоев ${}^3\text{He}$ в милликельвиновой области температур, т.е. в условиях, когда указанные свойства полностью определяются динамикой подсистемы ядерных спинов. Получены теоретические результаты, позволяющие в рамках единого подхода описать внутреннюю энергию E , теплоемкость C_s и магнитную восприимчивость χ двумерных гейзенберговских ферро- и антиферромагнетиков со спином $1/2$ на треугольной решетке во всей области температур. Предложенная теория использована для интерпретации известных из литературы экспериментальных данных по теплоемкости и магнитной восприимчивости пленок ${}^3\text{He}$, причем основное внимание уделено покрытиям, отвечающим ферромагнитному обмену в системе. Сопоставление теории и эксперимента производится с использованием двух подгоночных параметров: обменной константы J и числа n_2 "активных" спинов в слое, определяемого по значению энтропии системы в пределе $T \rightarrow \infty$. Показано, что в области ферромагнитных покрытий модель Гейзенберга дает очень хорошее согласие теории с экспериментальными данными, полученными различными авторами.

В последние годы наблюдается значительный интерес к изучению пленок ${}^3\text{He}$, осаждаемых на атомно-гладкие графитовые подложки [1–9]. Монослои ${}^3\text{He}$ представляют собой замечательный пример двумерных ($2D$) квантовых систем, физические свойства которых в милликельвиновой области температур полностью определяются динамикой подсистемы ядерных спинов.

Экспериментально изучаемые пленки ${}^3\text{He}$ состоят из нескольких монослоев [3]. Первый монослой, помещенный непосредственно на графит, оказывается твердым и парамагнитным ввиду того, что взаимодействие с атомами подложки преобладает по сравнению с межатомным взаимодействием в слое. Второй слой ${}^3\text{He}$, нанесенный поверх первого, уже относительно слабо взаимодействует с подложкой, и его свойства определяются значительным (порядка нескольких милликельвинов) обменным взаимодействием атомов в слое. По своей природе этот слой является практически идеальным $2D$ магнетиком со спином $1/2$ на треугольной решетке. Обменная константа J в нем является функцией плотности покрытия ρ (полное число атомов, приходящихся на единицу площади подложки). При малых ρ второй слой ведет себя как антиферромагнетик (АФМ), а с ростом плотности константа J меняет знак и обмен становится ферромагнитным (ФМ). Типичное значение обменной константы во втором слое $|J| \sim 1\text{--}3$ мК.

В настоящее время накоплен весьма обширный экспериментальный материал, относящийся к исследованию теплоемкости и магнитной восприимчивости монослоев ${}^3\text{He}$ на графите [1–9]. Можно, однако, утверждать, что в литературе пока еще отсутствует единая точка зрения на проблему выбора адекватной физической модели для описания наблюдаемых эффектов. В качестве таковой для интерпретации экспериментальных данных в работах [1,3,4] использовалась модель Гейзенберга. В настоящее время более общепринятой является концеп-

ция [7–9], согласно которой эта модель имеет ограниченную применимость для описания поведения пленок ${}^3\text{He}$ в ФМ области при достаточно высоких плотностях покрытий и по существу непригодна для интерпретации их свойств в режиме АФМ обмена. Причина этого заключается в том, что обработка экспериментальных данных в рамках модели Гейзенберга приводит к несопадающим значениям обменных констант J_c и J_χ , извлеченных соответственно из температурных зависимостей спиновой теплоемкости C_s и магнитной восприимчивости χ . В качестве альтернативы модели Гейзенберга в работах [2,5,7–9] использовалась модель мультиспинового обмена (ММО) [10,11], которая содержит несколько обменных констант J_n , соответствующих кольцевому обмену в группах из n атомов ($n = 2, 3, \dots, 6$). В этой модели J_c и J_χ выражаются через различные комбинации констант J_n , оперируя которыми как подгоночными параметрами удается достичь удовлетворительного согласия теории и эксперимента. Подчеркнем, однако, что ММО содержит больше двух подгоночных параметров J_n , в то время как из экспериментов извлекаются только две константы, J_c и J_χ . Отсюда возникает неопределенность в выборе констант J_n , и, таким образом, преимущества, которые, казалось бы, дает ММО при обработке экспериментальных данных, представляются весьма спорными. Следует также иметь в виду, что практически во всех вышеупомянутых работах как для модели Гейзенберга, так и для ММО рассмотрение ограничивалось, как правило, высокотемпературными разложениями [12,13], которые в принципе не позволяют описать, например, такую важную особенность поведения $2D$ магнетиков, как пик на температурной зависимости спиновой теплоемкости в области $T \sim |J|$. Попытка интерпретировать термодинамические характеристики $2D$ ФМ при $T \leq J$ в рамках модели Гейзенберга была предпринята в работах [14,15] на основе ренорм-группового подхода.

Однако, как отмечают сами авторы [14,15], их теория дает удовлетворительное количественное согласие с экспериментом только при $T \geq J$.

Таким образом, все еще остается актуальной проблема интерпретации термодинамического поведения $2D$ пленок ${}^3\text{He}$ в области низких температур $T \leq J$. В частности, остается открытым вопрос о пределах применимости модели Гейзенберга в связи с описанием таких систем при различных режимах обмена. Недавно одним из авторов настоящей работы в рамках единого подхода получено аналитическое описание термодинамики $2D$ гейзенберговских ФМ и АФМ на треугольной решетке при произвольных температурах [16]. Цель настоящей работы — интерпретация температурных зависимостей спиновой теплоемкости и магнитной восприимчивости твердых монослоев ${}^3\text{He}$ при плотностях, отвечающих ФМ обмену [1–9], на основе теории [16].

В первом разделе статьи кратко изложены новые теоретические результаты [16], относящиеся к термодинамике гейзенберговских систем на треугольной решетке. Второй раздел посвящен детальному сопоставлению теории с экспериментальными данными различных авторов [1–9]. Как будет видно далее, корректный выбор только двух подгоночных параметров теории — обменной константы J в модели Гейзенберга и числа n_2 ”активных” спинов во втором слое [17,18] — позволяет единым образом достичь очень хорошего согласия с экспериментальными данными как по теплоемкости [1–5], так и по восприимчивости [7–9] твердых монослоев ${}^3\text{He}$ в ФМ режиме и подтвердить применимость этой модели к упомянутым системам. В конце второго раздела проведено сравнение теории с экспериментальными данными [2] по теплоемкости слоев ${}^3\text{He}$ в антиферромагнитном режиме. Здесь также получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов.

1. Теплоемкость и восприимчивость $2D$ гейзенберговских магнетиков на треугольной решетке

Рассмотрим изотропную гейзенберговскую систему со спином $S = 1/2$, гамильтониан которой представим в виде

$$H = -J \sum_{\mathbf{f}\delta} \mathbf{S}_{\mathbf{f}} \mathbf{S}_{\mathbf{f}+\delta}, \quad (1)$$

где J — обменная константа ($J > 0$ в ферромагнитном и $J < 0$ в антиферромагнитном случае); $\mathbf{S}_{\mathbf{f}}$ — оператор спина на узле \mathbf{f} , а δ — вектор, задающий координаты ближайших соседей на треугольной решетке. Используемый нами метод расчета основан на формализме двухвременных функций Грина [19]. При расщеплении высших функций мы следуем процедуре, предложенной в [20] для описания термодинамики одномерной гейзенберговской системы и обобщенной в [21,22] на случай двумерных магнетиков на квадратных решетках. Преимущественно указанной процедура состоит в том, что она не предполагает существования дальнего порядка в системе, а сводит

задачу к вычислению корреляционных функций, адекватно учитывающих детали ближнего порядка. Тем самым используемый метод явным образом отражает специфику низкоразмерных гейзенберговских магнетиков, в которых, как известно, при любых конечных температурах отсутствует дальний порядок, т. е. термодинамическое среднее $\langle S^z \rangle = 0$ (теорема Мермина–Вагнера [23]).

В работе [16] в рамках указанного подхода проанализирована термодинамика гейзенберговских ферро- и антиферромагнетиков со спином $1/2$ на треугольной решетке. Далее мы кратко изложим те результаты указанной работы, которые потребуются в дальнейшем при сопоставлении теории с экспериментом.¹ В результате расщепления высших функций Грина возникают корреляционные функции (ν пробегает значения x, y, z)

$$c_1 = 4 \langle S_{\mathbf{f}}^{\nu} S_{\mathbf{f}+\delta}^{\nu} \rangle, \quad (2)$$

$$c_2 = 4 \langle S_{\mathbf{f}}^{\nu} S_{\mathbf{f}+\delta+\delta'}^{\nu} \rangle, \quad \delta \neq -\delta', \quad \delta + \delta' \neq \delta'', \quad (3)$$

через которые в итоге выражаются все термодинамические характеристики системы.

Как следует из определения (2), функция c_1 учитывает корреляции спина в узле \mathbf{f} с соседями, расположенными в первой координационной сфере. Вторая корреляционная функция c_2 описывает корреляции между спинами, находящимися на расстоянии двух шагов вдоль векторов трансляции δ . Обратим внимание на то, что при определении c_2 на треугольной решетке в дополнение к тривиальному условию $\delta \neq -\delta'$ необходимо потребовать также выполнения второго неравенства в (3). Тем самым исключаются пути, состоящие из двух шагов, которые могут привести к спине в первой координационной сфере, что соответствует корреляциям между ближайшими соседями, уже учтенными при записи c_1 . Кроме корреляторов (2) и (3) теория содержит также дополнительный параметр α [16,20], который подбирается таким образом, чтобы удовлетворялось кинематическое соотношение

$$\langle S^2 \rangle = S(S+1) = 3/4. \quad (4)$$

Интересно отметить, что такой прием расщепления оказывается более эффективным по сравнению с общепринятым способом, при котором $\alpha \equiv 1$. В частности, выполнение условия (4) автоматически приводит к такой температурной зависимости корреляционных функций, которая следует из прямого высокотемпературного разложения (см. [20,21]).

После расщепления всех высших функций Грина и перехода к преобразованию Фурье по координатам для функции

$$G(\omega, \mathbf{k}) = \sum_{\mathbf{f}} \langle \langle S_{\mathbf{f}}^{\nu} | S_{\mathbf{f}}^{\nu} \rangle \rangle_{\omega} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{f})$$

¹ Обратим внимание на то, что входящая в (1) обменная константа J в два раза меньше, чем соответствующая величина в [16]. Выбор в настоящей статье гамильтониана в форме (1) обусловлен исключительно соображениями удобства при сравнении теории с числовыми данными экспериментальных работ [1–9].

получаем

$$G(\omega, \mathbf{k}) = \frac{3Jc_1}{\pi} \frac{1 - \gamma_k}{\omega^2 - \omega_k^2}. \quad (5)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\omega_k^2 = 12J^2(1 - \gamma_k)[\Delta + 6\tilde{c}_1(1 - \gamma_k)], \quad (6)$$

$$\gamma_k = \frac{1}{6} \sum_{\delta} \exp(ik\delta), \quad \Delta = 1 - 5\tilde{c}_1 + 3\tilde{c}_2, \quad (7)$$

причем $\tilde{c}_i = \alpha c_i$ ($i = 1, 2$).

Воспользовавшись спектральными соотношениями для функций Грина [19], приходим к следующей самосогласованной системе уравнений для определения α , \tilde{c}_1 и \tilde{c}_2 :

$$\alpha = \frac{12J\tilde{c}_1}{N} \sum_{\mathbf{k}} g(\mathbf{k}), \quad (8)$$

$$1 = \frac{12J}{N} \sum_{\mathbf{k}} \gamma_k g(\mathbf{k}), \quad (9)$$

$$\tilde{c}_2 = \frac{4J\tilde{c}_1}{N} \sum_{\mathbf{k}} (6\gamma_k^2 - 2\gamma_k - 1)g(\mathbf{k}), \quad (10)$$

где N — полное число узлов,

$$g(\mathbf{k}) = \frac{1 - \gamma_k}{\omega_k} \coth \frac{\omega_k}{2T}. \quad (11)$$

Здесь и в дальнейшем мы полагаем постоянную Больцмана $k_B = 1$. Отметим, что система (8)–(10) имеет формально одинаковый вид для ФМ и АФМ, поскольку при ее выводе не делалось никаких специальных предположений относительно знака обменного интеграла [16]. Принципиальное различие между ФМ и АФМ становится существенным лишь при конкретном анализе системы (8)–(10) для $J > 0$ и $J < 0$.

Интересующие нас термодинамические характеристики системы выражаются через функции \tilde{c}_1 , \tilde{c}_2 и α . Внутренняя энергия E есть среднее значение гамильтониана (1)

$$\frac{E}{N} = -\frac{9}{4}Jc_1. \quad (12)$$

Теплоемкость спиновой подсистемы C_s равна

$$\frac{C_s}{N} = \frac{\partial E}{\partial T}, \quad (13)$$

а магнитная восприимчивость, нормированная на константу Кюри, имеет вид

$$\frac{\chi}{C} = \frac{4}{T} \lim_{k \rightarrow 0} \langle S_{\mathbf{k}}^z S_{-\mathbf{k}}^z \rangle = \frac{2c_1}{J\Delta}, \quad (14)$$

где Δ определяется согласно (7).

Решение системы уравнений (8)–(10) при произвольных температурах может быть получено только численными методами. В пределе высоких и низких температур могут быть найдены аналитические асимптотики. Перед тем как обсуждать результаты численного расчета,

выпишем асимптотические выражения для внутренней энергии, теплоемкости и восприимчивости $2D$ гейзенберговских магнетиков. В пределе высоких температур, при $|\theta| \gg 1$ ($\theta = T/J$), система (8)–(11) решается разложением по обратным степеням параметра θ . В этом случае асимптотические выражения для термодинамических величин (12)–(14) имеют формально одинаковый вид для ФМ и АФМ, отличаясь лишь знаком θ . Ограничиваясь членами порядка θ^{-2} , приходим к следующему результату:

$$\frac{E}{JN} \simeq -\frac{9}{4\theta} \left(1 + \frac{1}{2\theta}\right), \quad (15)$$

$$\frac{C_s}{N} \simeq \frac{9}{4\theta^2} \left(1 + \frac{1}{\theta}\right), \quad (16)$$

$$\frac{\chi}{C} \simeq \frac{1}{T(1 - 3\theta)}. \quad (17)$$

Отметим, что выражения (15)–(17) совпадают с соответствующими результатами, полученными прямым высокотемпературным разложением (см., например, [12,24]).

В отличие от случая высоких температур расчет асимптотик в низкотемпературном пределе гораздо более сложен и имеет специфические особенности для ФМ и АФМ систем. Конкретный анализ системы уравнений (8)–(10) существенно зависит от знака обменного интеграла; в частности, знаком J определяется знак корреляционной функции \tilde{c}_1 . По этой причине каждый из указанных случаев следует анализировать отдельно [16]. Для ферромагнетиков при низких температурах имеем

$$\frac{E}{JN} \simeq -\frac{3}{2} \left[1 - \frac{\pi}{2\pi\sqrt{3}}\theta^2\right], \quad (18)$$

$$\frac{C_s}{N} \simeq \frac{\pi}{8\sqrt{3}}\theta, \quad (19)$$

$$\frac{\chi}{C} \simeq \frac{4}{3T} \exp\left(\frac{\pi\sqrt{3}}{\theta}\right). \quad (20)$$

Отметим, что выражение (19) совпадает с аналогичной формулой, приведенной в [25].

Низкотемпературные асимптотики для антиферромагнетика на треугольной решетке устроены таким образом, что коэффициенты разложений по степеням температуры в них могут быть получены лишь посредством численного решения некоторой системы трансцендентных уравнений [16]. В результате находим

$$\frac{E}{N|J|} \simeq -0.964 + 0.00725|\theta|^3, \quad (21)$$

$$\frac{C_s}{N} \simeq 0.0218\theta^2, \quad (22)$$

$$\frac{\chi|J|}{C} \simeq 0.159 - 0.013|\theta|^3. \quad (23)$$

Как видно из (19) и (22), при $T \rightarrow 0$ теплоемкость для ферромагнетиков оказывается линейной функцией температуры, что согласуется с теорией спиновых волн.

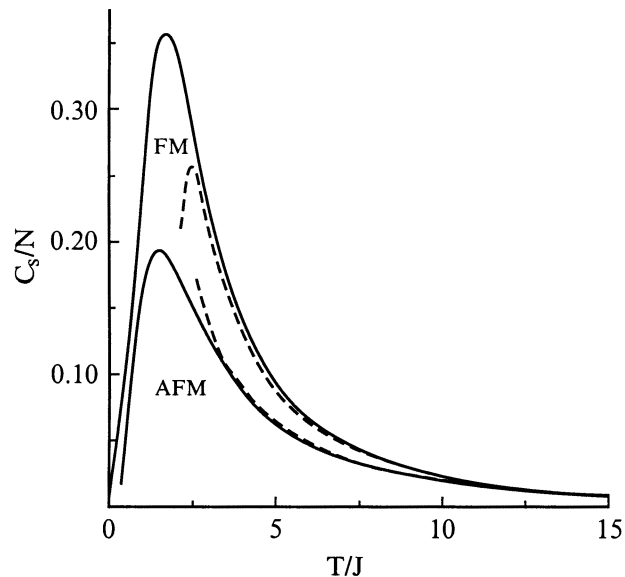


Рис. 1. Спиновые теплоемкости двумерных ФМ и АФМ на треугольной решетке как функции безразмерной температуры. Для сравнения на график нанесены высокотемпературные асимптотики из работы [12] (штриховые линии).

Для получения термодинамических функций в промежуточной области температур систему трансцендентных уравнений (8)–(10) необходимо решить численно и определить величины α , \tilde{c}_1 и \tilde{c}_2 как функции температуры. Затем с помощью соотношений (12)–(14) вычисляются внутренняя энергия магнетика, теплоемкость и восприимчивость. Результаты численного расчета представлены на рис. 1 и 2. На рис. 1 приведены рассчитанные температурные зависимости спиновой теплоемкости ФМ и АФМ на треугольной решетке, а на рис. 2, *a* и *b* — магнитной восприимчивости ФМ и АФМ соответственно. Из рис. 1 видно, что для треугольной решетки во всей области температур теплоемкость ФМ лежит выше теплоемкости АФМ (заметим, что для квадратной решетки, напротив, теплоемкость АФМ превышает теплоемкость ФМ [16,18]). При этом максимальные значения рассчитанных теплоемкостей ФМ и АФМ различаются в 2 раза. Интересно отметить, что такое же соотношение между величинами теплоемкостей в максимуме было получено экспериментально в работе [2] при исследовании пленок ^3He в ферро- и антиферромагнитном режимах.

Для сравнения на рис. 1 и 2 штриховыми линиями нанесены графики высокотемпературных разложений [21], найденных с точностью до членов $\sim |\theta|^{-13}$. Как легко видеть, совпадение с ними наших результатов является очень хорошим вплоть до температур, при которых ряды [21] становятся фактически неприменимыми.

Существует еще один очевидный критерий, который позволяет оценить эффективность предлагаемого подхода для анализа модели Гейзенберга. Он заключается в

том, что энтропия спиновой подсистемы

$$S(T) = \int_0^T dT \frac{C_s(T)}{T} \quad (24)$$

при высоких температурах должна стремиться к пределу

$$S(\infty) = N \ln 2. \quad (25)$$

Результат расчета $S(T)$ по формуле (24) для ФМ на треугольной решетке приведен на рис. 3. Видно, что в случае ФМ условие (25) выполняется с высокой точностью. Это обстоятельство, а также прекрасное совпадение полученной нами теплоемкости с высокотемпературными разложениями позволяют заключить, что в

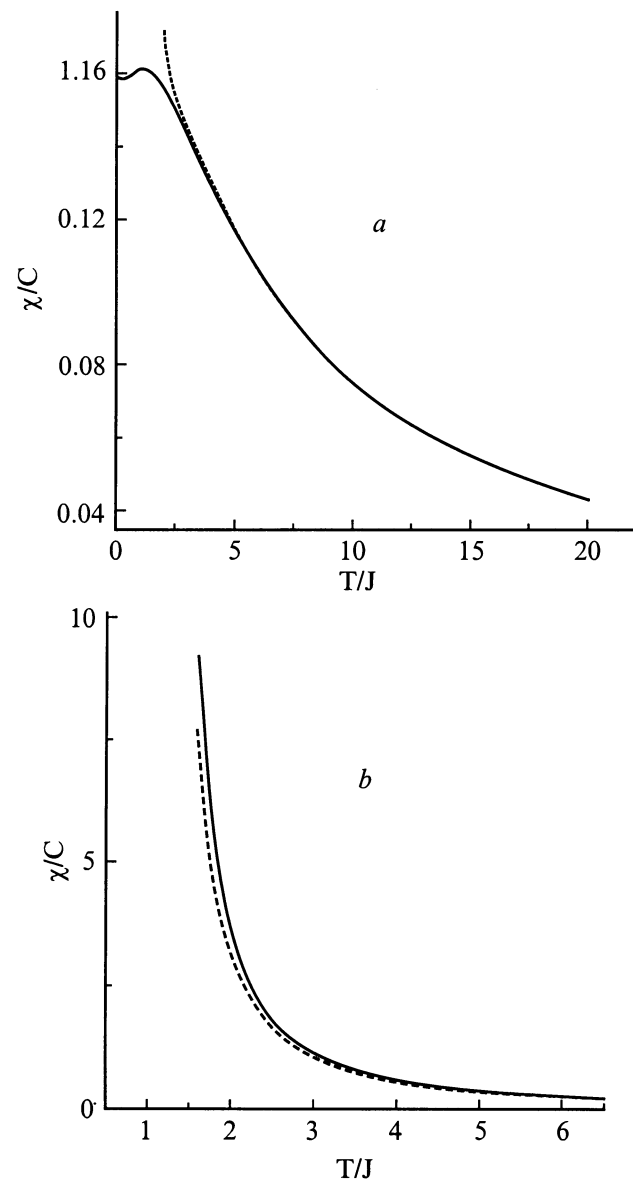


Рис. 2. Магнитные восприимчивости двумерных ФМ и АФМ на треугольной решетке как функции безразмерной температуры: АФМ — (а), ФМ — (б). Для сравнения на график нанесены высокотемпературные асимптотики из работы [12] (штриховые линии).

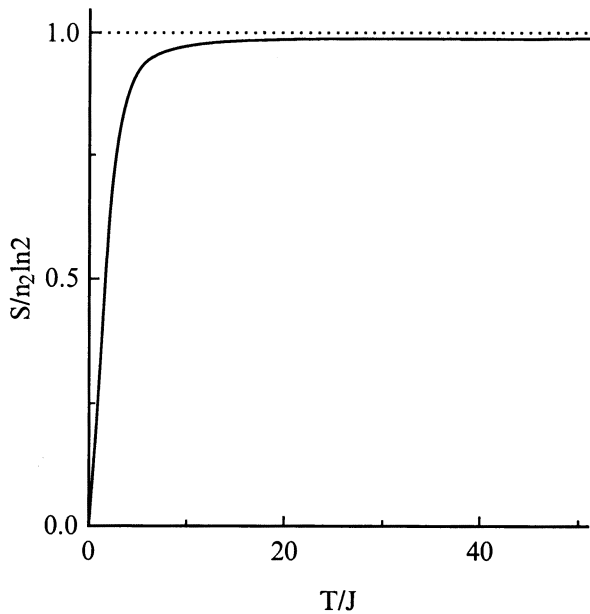


Рис. 3. Энтропия двумерного ферромагнетика на треугольной решетке.

ферромагнитном случае предложенный метод адекватно описывает термодинамику спиновой системы во всей области температур.

Что касается АФМ, то здесь, как видно из рис. 1, также имеет место прекрасное совпадение с результатами высокотемпературных разложений, однако критерий (25) выполняется заметно хуже. Этот факт был отмечен и подробно обсужден в работе [20] при рассмотрении одномерной модели Гейзенберга. Авторы [20] показали, что используемый метод предсказывает правильный температурный ход теплоемкости при низких температурах $C_s \sim aT$, но с заниженным коэффициентом a . По-видимому, аналогичная ситуация имеет место и в рассматриваемом здесь АФМ на треугольной решетке, т.е. коэффициент при θ^2 в (22) занижен. Отметим также, что область применимости низкотемпературных асимптотик (21)–(23), как и в одномерном случае [20], чрезвычайно узка. Таким образом, все изложенное выше дает основание утверждать, что настоящая теория применима для описания термодинамики АФМ системы во всей температурной области, за исключением лишь малой окрестности нуля температур.

2. Сравнение с экспериментом

Измерения теплоемкости и магнитной восприимчивости второго слоя выполнены на пленках ${}^3\text{He}$ для широкого спектра покрытий ρ в достаточно широкой области температур (так, например, в [5] измерения C_s проведены вплоть до $90 \mu\text{K}$). Что же касается интерпретации экспериментальных данных, то в этой связи в литературе активно обсуждается вопрос [2,4,5,8,9] о применимости

модели Гейзенберга для описания наблюдаемых свойств пленок ${}^3\text{He}$. При этом большинство авторов придерживается той точки зрения, что модель Гейзенберга пригодна только в случае ФМ покрытий (и то лишь при высоких плотностях $\rho \geq 0.26 \text{ \AA}^{-2}$) и неприменима для АФМ режима, в котором существенную роль играют эффекты мультиспинового обмена [7,9]. Следует, однако, отметить, что такой вывод сделан исключительно на основании результатов, полученных с помощью высокотемпературных разложений как в модели Гейзенберга, так и в модели мультиспинового обмена. Поскольку высокотемпературные разложения не отражают такую важную особенность зависимости $C_s(T)$, как максимум при $T \sim |J|$, производимая с их помощью подгонка теории к эксперименту оказывается неоднозначной, и, таким образом, вопрос о пределах применимости модели Гейзенберга для интересующих нас систем все еще остается открытым.

В данном разделе мы сравним упомянутые выше экспериментальные результаты с нашей теорией, которая описывает термодинамику гейзенберговских магнетиков на треугольной решетке во всей области температур.

В связи с этим следует отметить, что в случае АФМ покрытий имеется значительное расхождение в данных, приводимых различными авторами. Так, например, в работах [3,5,26,27] отмечено, что при высоких температурах теплоемкость пленок ${}^3\text{He}$ убывает медленнее, чем $1/T^2$ (для ряда покрытий найдено, что $C_s \sim 1/T$). В других работах [1,2] наблюдалось обычное поведение $C_s \sim 1/T^2$ при $T \gg |J|$, и, более того, было показано, что теплоемкости пленок с плотностями покрытий в интервале $0.178 \leq \rho \leq 0.202 \text{ \AA}^{-2}$ как функции безразмерной температуры $\theta = T/|J|$ укладываются на одну универсальную зависимость (см. рис. 3 в работе [2]), что служит косвенным признаком применимости модели Гейзенберга в АФМ режиме. В настоящее время еще трудно сделать определенные выводы относительно того, связаны ли указанные эффекты с особенностями конкретных экспериментальных процедур или же их наличие является отражением физической природы таких систем.

Что же касается экспериментальных данных, полученных в различных работах для ферромагнитного режима, то они хорошо согласуются между собой, и поэтому характер поведения системы в ФМ области можно считать надежно установленным. По этой причине проведенное далее сравнение теории с экспериментом будет относиться преимущественно к ферромагнитному режиму.

В модели Гейзенберга теплоемкость, приходящаяся на один спин, является универсальной функцией безразмерной температуры $\theta = T/|J|$. Поэтому для удобства сравнения экспериментальные данные необходимо переобработать следующим образом. Экспериментально измеренная теплоемкость должна быть нормирована на число спинов, связанных обменным взаимодействием во втором слое, и представлена как функция безразмерной переменной θ . Из независимых структурных

Значения подгоночных параметров для сравнения теории с экспериментом

Эксперимент	[4,5]	[9]	[9]	[9]	[2]	[3]	[5]	[3]
$\rho, \text{\AA}^{-2}$	0.23	0.2303	0.236	0.2383	0.24	0.24	0.26	0.26
$\rho_2, \text{\AA}^{-2} \times 10^2$	8.084	8.086	8.115	8.125	8.131	8.131	8.176	8.176
σ	0.77	—	—	—	0.86	0.86	0.97	—
J, mK	2.2	2.18*	1.85*	1.7*	1.6	1.6	0.83	0.83

Примечание. Величины J , отмеченные звездочкой, получены подгонкой по данным, относящимся к восприимчивости, остальные значения получены подгонкой по теплоемкости.

измерений [3,9] известно полное число атомов N_2 во втором слое, однако, как впервые было отмечено в работах [17,18] и в дальнейшем подтверждено другими авторами [1–3,7–9], есть достаточные основания считать, что не все спины, расположенные во втором слое многослойной системы ${}^3\text{He}$, дают вклад в термодинамику двумерного кристалла. Другими словами, число "активных" спинов во втором слое n_2 всегда меньше числа атомов N_2 , формирующих этот слой. Чтобы оценить n_2 , воспользуемся критерием (25). По измеренной в эксперименте температурной зависимости полной спиновой теплоемкости слоя $C_s(T)$ рассчитывается энтропия системы (24) и проверяется ее предельное значение при $T \rightarrow \infty$, которое должно быть равным $n_2 \ln 2$ как для ферро-, так и для антиферромагнитного слоя. Отсюда находится n_2 и, следовательно, теплоемкость, отнесенная к одному "активному" спину. Определенные по экспериментальным данным отношения

$$\sigma = \frac{n_2}{N_2}$$

лежат обычно в пределах 0.75–0.95 [1–9], причем по крайней мере в области ферромагнитного обмена ($0.21 < \rho < 0.26 \text{\AA}^{-2}$) величина σ монотонно растет с увеличением ρ , т.е. большие значения σ соответствуют более плотным покрытиям. Таким образом, с увеличением полной плотности покрытия ρ не только возрастает плотность второго слоя ρ_2 , но и все большая доля спинов второго слоя вовлекается в обменное взаимодействие ($n_2 \rightarrow N_2$). Вероятно, этим обстоятельством объясняется сделанный в [9] вывод о том, что модель Гейзенберга работает для покрытий с плотностью $\rho \geq 0.26 \text{\AA}^{-2}$. На сегодняшний день нет общепринятой физической интерпретации указанного эффекта, однако вполне понятно, что его наличие связано со структурной эволюцией второго слоя по мере формирования поверх него следующих слоев. Отметим, что поскольку соотношение (25) не зависит от значения обменной константы J , число "активных" спинов второго слоя n_2 является независимым подгоночным параметром при сравнении теории с экспериментом.

Вторым подгоночным параметром является обменная константа J . Во всех без исключения экспериментальных работах [1–9] эта величина тем или иным способом оценивается по высокотемпературным асимптотикам теплоемкости или восприимчивости. В нашем случае мы имеем возможность подобрать J так, чтобы получить

наилучшее согласие экспериментальных и теоретических зависимостей во всей области температур, включая максимум теплоемкости ($T \sim J$) и низкотемпературную ветвь.

Подгоночные параметры, определенные указанными выше способами для различных экспериментальных данных, отвечающих ФМ режиму, сведены в таблицу. Сравнение экспериментальных результатов для ФМ обмена с теорией иллюстрируется рис. 4–7, где экспериментальные зависимости из различных работ сопоставлены с теоретическим расчетом, изложенным в разделе 2 (теоретические кривые, представленные на рис. 1 и 2, наложены на экспериментальные точки в виде сплошных линий). Поскольку наложение всех экспериментальных данных на один график сделало бы его трудным для восприятия, мы приводим результаты для отдельных покрытий на разных рисунках.

Рис. 4 соответствует спиновой теплоемкости второго слоя при полной плотности покрытия $\rho = 0.23 \text{\AA}^{-2}$. На нем представлены две группы экспериментальных точек из работ [4,5], причем, как легко видеть, их совпадение

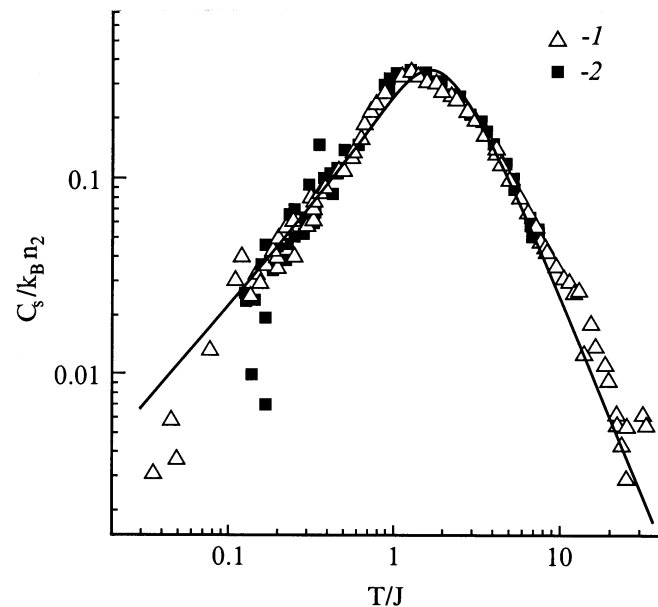


Рис. 4. Нормированная теплоемкость второго слоя как функция безразмерной температуры для покрытия с $\rho = 0.23 \text{\AA}^{-2}$. 1 — данные [4], 2 — данные [5]. Сплошная линия — теория (см. рис. 1).

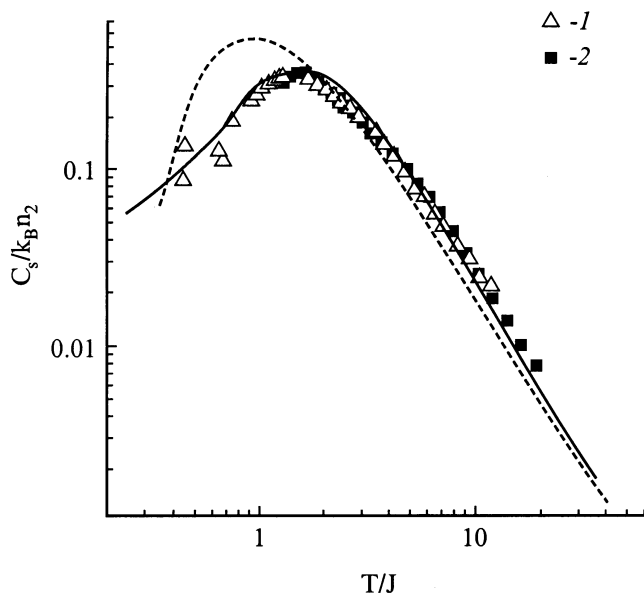


Рис. 5. Нормированная теплоемкость для покрытия с $\rho = 0.24 \text{ \AA}^{-2}$: 1 — данные [2], 2 — данные [3]. Штриховая линия — расчет методом ренорм-группы [15]. Сплошная линия — теория.

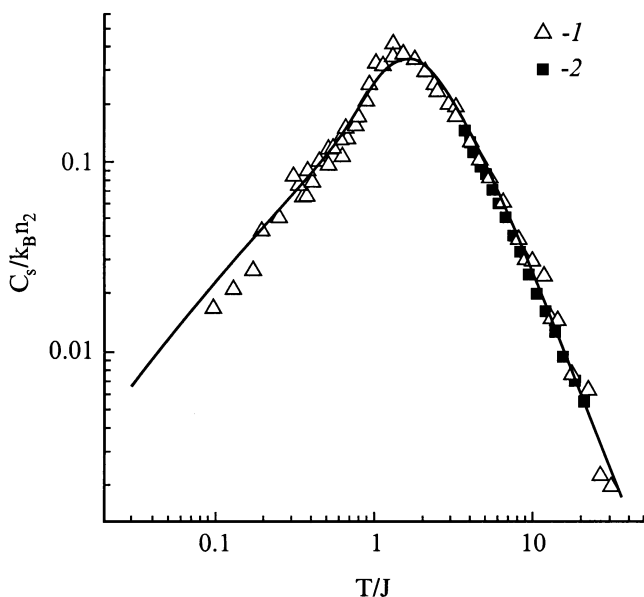


Рис. 6. Нормированная теплоемкость для покрытия с $\rho = 0.26 \text{ \AA}^{-2}$. 1 — данные [4], 2 — данные [5]. Сплошная линия — теория.

с теорией [16] (сплошная кривая на рис. 4) оказывается очень хорошим при всех температурах. Обратим, однако, внимание на то, что более позднее и, по-видимому, более точные измерения [5] демонстрируют лучшее согласие $C_s(T)$ с правильным асимптотическим поведением (19) в области низких температур.

На рис. 5 представлено сравнение теории с экспериментальными данными из работ [2,3] для покрытия с

$\rho = 0.24 \text{ \AA}^{-2}$. И здесь совпадение с нашей теорией (сплошная кривая) оказывается очень хорошим во всей области температур. Штриховой линией на рисунок нанесена теоретическая кривая для теплоемкости, полученная методом ренорм-группы для $J = 1.69$ [14,15]. Очевидно, что последняя зависимость лишь качественно согласуется с экспериментом.

Рис. 6 демонстрирует согласие теории с экспериментом [3,5] для слоев с $\rho = 0.26 \text{ \AA}^{-2}$.

На рис. 7 приведены экспериментальные [9] и теоретические зависимости величины $T \cdot \chi(T)/C$ (где C — постоянная Кюри) как функции безразмерной температуры θ . Экспериментальные данные [9] соответствуют покрытиям с $\rho = 0.2303$; 0.236 и 0.2383 \AA^{-2} . Как видно из представленных графиков, и здесь имеет место хорошее совпадение экспериментальных данных с нашей теорией. Соответствующие значения подгочных параметров σ и J приведены в таблице. Обратим внимание на то, что для покрытия с $\rho = 0.23 \text{ \AA}^{-2}$ значения обменной константы J , найденные по теплоемкости и по восприимчивости, совпадают, как и должно быть в модели Гейзенберга. К сожалению, кроме этого примера мы не имеем других случаев, когда бы теплоемкость и восприимчивость были бы измерены для слоев с точно совпадающими значениями ρ . Поэтому, чтобы проиллюстрировать пригодность модели Гейзенберга для интерпретации физических свойств второго слоя в ферромагнитном режиме, на рис. 8 мы построили зависимость обменных констант J , извлеченных из данных по теплоемкости и восприимчивости, от плотности покрытия во втором слое ρ_2 (величины ρ_2 вычислены по значениям полной плотности покрытия ρ с помощью аппроксимационной

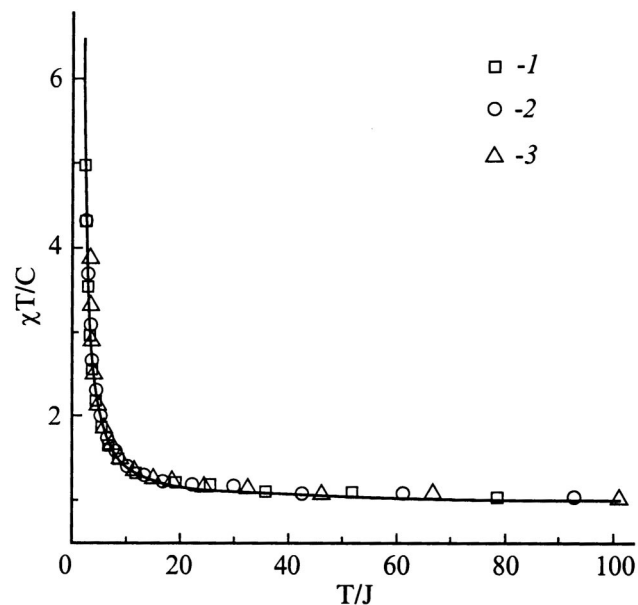


Рис. 7. Магнитная восприимчивость ФМ покрытий как функция безразмерной температуры; экспериментальные точки — из работы [9]. 1 — $\rho = 0.2303 \text{ \AA}^{-2}$, 2 — $\rho = 0.236 \text{ \AA}^{-2}$, 3 — $\rho = 0.2383 \text{ \AA}^{-2}$.

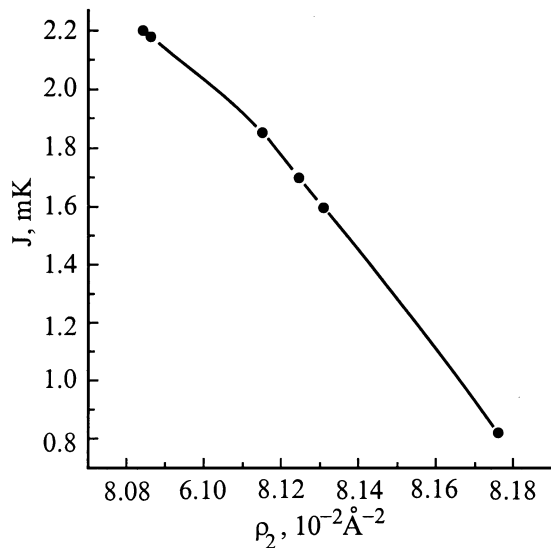


Рис. 8. Зависимость обменной константы J от плотности второго слоя ρ_2 для покрытий в ферромагнитном режиме.

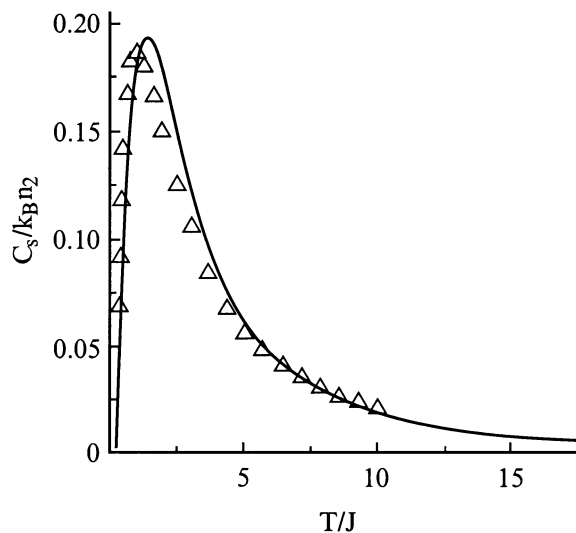


Рис. 9. Нормированная теплоемкость для антиферромагнитных покрытий с $0.178 < \rho < 0.202 \text{ \AA}^{-2}$ [2] в сравнении с теорией (сплошная линия).

формулы Грейвала [5]). Как видно из рис. 8, все значения $J(\rho_2)$ хорошо ложатся на одну гладкую кривую, монотонно убывающую с ростом ρ_2 . Таким образом, ясно, что модель Гейзенберга дает адекватное описание экспериментально наблюдаемых свойств монослоя ${}^3\text{He}$ в ферромагнитном режиме при плотностях покрытия $\rho \geq 0.23 \text{ \AA}^{-2}$.

Теперь кратко остановимся на сравнении теории и эксперимента для покрытий в АФМ режиме. Воспользуемся результатами работы [2], где приведены графики нормированных на один спин теплоемкостей нескольких АФМ покрытий в интервале плотностей

$0.178 < \rho < 0.202 \text{ \AA}^{-2}$ как функции безразмерной температуры $T/|J|$ (см. рис. 3 в [2]). Таким образом, указанные результаты не нуждаются в предварительной обработке. Поскольку необходимый нам рисунок из работы [2] содержит очень большое количество экспериментальных точек, мы используем сглаженную экспериментальную зависимость, представленную на рис. 9. Видно, что согласие теории и эксперимента во всей области температур достаточно хорошее. Значения теплоемкостей в максимумах совпадают, хотя максимум теоретической кривой расположен несколько правее максимума экспериментальной зависимости (сдвигка составляет примерно $\Delta\theta \simeq 0.1$).

Подводя итог рассмотрению, проведенному в настоящей работе, можно сделать вывод о том, что модель Гейзенберга на треугольной решетке дает во всей области температур адекватное описание наблюдаемых физических свойств твердых монослоев ${}^3\text{He}$ в режиме ферромагнитного обмена. Основанием для такого заключения служит, во-первых, то, что предложенная теория дает для указанного случая строгое количественное описание при произвольных температурах. Во-вторых, имеет место прекрасное согласие теории с экспериментами как по теплоемкости, так и по магнитной восприимчивости, и оно может быть достигнуто путем однозначного выбора только двух независимых подгоночных параметров — обменной константы J и числа n_2 "активных" спинов во втором слое. Наконец, найденные как по теплоемкости, так и по восприимчивости значения J как функции плотности второго слоя ρ_2 ложатся на одну универсальную зависимость, что и должно быть в модели Гейзенберга, где тепловые и магнитные свойства определяются единственной константой обмена.

Что же касается пленок ${}^3\text{He}$ в антиферромагнитном режиме, то имеющиеся для этого случая в литературе экспериментальные результаты достаточно разноречивы, и в ряде случаев не позволяют сделать уверенные заключения о свойствах системы. В частности, остается открытым вопрос о характере поведения теплоемкости АФМ покрытий при высоких температурах, а также недостаточно детально изучены зависимости $C_s(T)$ в области низких температур. Результаты настоящей работы показывают, что модель Гейзенберга позволяет описать теплоемкость антиферромагнитных слоев ${}^3\text{He}$, однако для окончательного выяснения границ применимости этой модели к интересующей нас системе необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

Список литературы

- [1] M. Siqueira, J. Niéki, B. Cowan, J. Saunders. Phys. Rev. Lett. **76**, 1884 (1996).
- [2] M. Siqueira, J. Niéki, B. Cowan, J. Saunders. Phys. Rev. Lett. **78**, 2600 (1997).
- [3] D.S. Greywall. Phys. Rev. **B41**, 1842 (1990).

- [4] M. Morishita, K. Ishida, K. Yawata, H. Fukuyama. Czech. J. Phys. **46**, Suppl. S1, 409 (1991).
- [5] K. Ishida, M. Morishita, K. Yawata, H. Fukuyama. Phys. Rev. Lett. **79**, 3451 (1997).
- [6] O.E. Vilches, R.S. Ramos, jr., D.A. Ritter. Czech. J. Phys. **46**, Suppl. S1, 397 (1991).
- [7] C. Bäuerle, Yu. M. Bunkov, S.N. Fisher, H. Gogfrin. Czech. J. Phys. **46**, Suppl. S1, 399 (1991).
- [8] C. Bäuerle, J. Bossy, Yu.M. Bunkov, A.-S. Chen, H. Gogfrin. J. Low Temp. Phys. **110**, 345 (1998).
- [9] M. Roger, C. Bäuerle, Yu.M. Bunkov, A.-S. Chen, H. Gogfrin. Phys. Rev. **L80**, 1308 (1998).
- [10] А. Абрагам, М. Гольдман. Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок. Мир, М. (1984).
- [11] M.C. Cross, D.S. Fisher. Rev. Mod. Phys. **57**, 881 (1985).
- [12] N. Eltner, R. Singh, A.P. Yang. Phys. Rev. Lett. **71**, 1629 (1993).
- [13] M. Roger. Phys. Rev. **B56**, R2928 (1997).
- [14] E.V.L. de Mello, M.A. Continentino. J. Phys. C: Condens. Matter **2**, 4161 (1990).
- [15] E.V.L. de Mello, H. Gogfrin. J. Low Temp. Phys. **108**, 407 (1997).
- [16] Т.Н. Анцыгина. ФНТ **25**, 533 (1999).
- [17] V. Elser. Phys. Rev. Lett. **62**, 2405 (1989).
- [18] P. Schiffer, M.T. O'Keefe, D.D. Osheroff, H. Fukuyama. J. Low Temp. Phys. **94**, 498 (1994).
- [19] Д.Н. Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика. Наука, М. (1971).
- [20] J. Kondo, K. Yamaji. Progr. Theor. Phys. **47**, 807 (1972).
- [21] Т.Н. Анцыгина, В.А. Слюсарев. ФНТ **19**, 67 (1993).
- [22] Т.Н. Анцыгина, В.А. Слюсарев. ФНТ **21**, 127 (1995).
- [23] H. Mermin, N.D. Wagner. Phys. Rev. Lett. **17**, 1133 (1966).
- [24] G.S. Rushbrooke, G.A. Baker, jr., P.J. Wood. Phase Transitions and Critical Phenomena. Ed. by C. Domb, M.S. Green. Academic Press (1974). V. 3, ch. 5.
- [25] K. Yamaji, J. Kondo. Phys. Lett. **45**, 317 (1973).
- [26] D.S. Greywall, P.A. Busch. Phys. Rev. Lett. **65**, 2788 (1990).
- [27] M. Morishita, H. Nagani, H. Fukuyama. J. Low Temp. Phys. **113**, 271 (1998).