

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Р. Натанс, М. Шулхоф

НЬЮ-ЙОРКСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, США
БРУКХЕЙВЕНСКАЯ НАЦИОНАЛЬНАЯ ЛАБОРАТОРИЯ, США

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены некоторые общие вопросы проблемы рассеяния нейтронов (закон рассеяния, аппаратное разрешение и др.), а также ряд специальных, связанных с изучением критического рассеяния в ферро- и антиферромагнитных системах.

Представлены новые результаты экспериментов на MnF_2 , выполненных в Брукхейвене, которые обсуждаются в терминах поведения магнитной восприимчивости вблизи критической температуры и с точки зрения гипотезы динамического масштабного преобразования (dynamical scaling).

ABSTRACT

Some general aspects of the problem of neutron scattering (scattering law, instrumental resolution etc.) as well as a number of special questions connected with the study of critical scattering in ferro- and antiferromagnetic systems are considered.

New results of the experiments on MnF_2 performed at BNL are discussed in terms of the susceptibility behaviour near the critical temperature and from the view point of the dynamical scaling hypothesis.

ВВЕДЕНИЕ

В этой статье нам бы хотелось остановиться на некоторых экспериментальных сторонах проблемы рассеяния нейтронов, в частности магнитного рассеяния, и особенно в связи с некоторыми работами по изучению критического рассеяния в ферро- и антиферромагнитных веществах, выполненными в Брукхейвене. Необходимо вновь

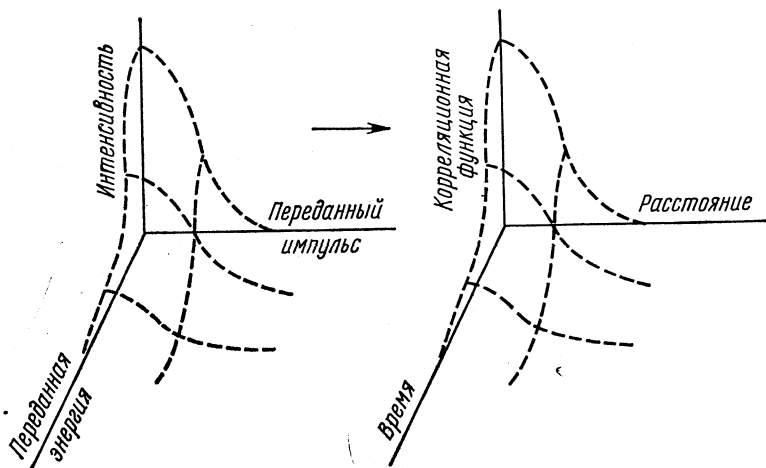


Рис. 1. Связь между импульсно-энергетической зависимостью закона рассеяния $S(q, \omega)$ и пространственно-временным поведением корреляционной функции.

обсудить некоторые известные факты с целью получить максимум информации из имеющихся данных и обратить внимание теоретиков на то, что методы рассеяния нейтронов не только имеют широкие возможности, но им присущи также ограничения.

Поскольку критические явления требуют точных измерений, то желательно знать, где лежат границы применимости нейтронов для исследования закона рассеяния $S(q, \omega)$. Возникают ли экспериментальные неопределенности только из статистических ошибок? И что, по-видимому, наиболее важно, однозначны ли наши результаты?

Чтобы ответить на эти и другие вопросы, изложим основы методики, после чего остановимся на последних экспериментах по критическому рассеянию в MnF_2 , выполненных Геллером и нами [1].

Соотношение между тем, что измеряется на эксперименте, и тем, что можно изучать теоретически, показано на рис. 1. В экспери-

ментах определяется интенсивность рассеяния $I(q, \omega)$ как функция переданного импульса q и переданной энергии ω . Эта функция является не чем иным, как пространственно-временным фурье-образом корреляционной функции (для намагниченности). Поэтому в идеале она позволяет получить то, что показано на рисунке справа, а именно корреляцию (намагниченности) в зависимости от расстояния и времени. Но для полного описания корреляционной функции в пространстве и во времени требуется проводить измерение

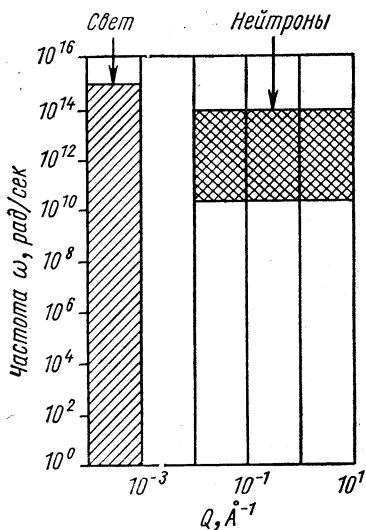


Рис. 2. Сравнение между интервалами значений передаваемых импульсов и энергий при рассеянии нейтронов и света.

$I(q, \omega)$ для всех q и ω , где ω — переданная энергия, равная разности между начальной и конечной энергиями нейтронов, а волновой вектор q связан с вектором рассеяния $Q = k_0 - k_f$ соотношением $Q = 2\pi\tau + q$ (здесь τ — вектор обратной решетки). Для того чтобы определить поведение спиновых корреляций на больших расстояниях и при больших временах, необходимо провести измерения при малых q и малых переданных энергиях. С другой стороны, когда интерес представляют короткие времена и малые расстояния, требуется проводить измерения при больших q и больших переданных энергиях. Таким образом, регулируя в эксперименте области q и ω , можно селективно исследовать (r, t) -область функции корреляции.

Нейтроны оказываются очень удобными для наблюдения критического рассеяния, поскольку позволяют производить измерения при q и ω , охватывающих диапазон в несколько порядков величины. Конечно, область возможной передачи q небесконечна, как небесконечна и область передачи энергии. Сравнение областей q и ω , характерных для нейтронов и света, дано на рис. 2. Для нейтронов диапазон переданного импульса охватывает три порядка от 0,01 до 10 Å^{-1} . Для света же этот диапазон и уже и лежит ниже. Однако благодаря лазерной интерференционной методике с помощью света можно изучать процессы с передачей энергии в диапазоне от нескольких обратных секунд до такого большого значения, как 10^{15}сек^{-1} . Для нейтронов же область передачи энергии ограничена пределами от 10^{10} до 10^{14}сек^{-1} или в электронвольтах от 0,02 до 100 мэв (для света от 10^{-12} до 1000 мэв). Конечно, нижние границы по q и ω для нейтронов можно уменьшить, если применять нейтроны с очень большой длиной волны, а правую границу для света —

отодвинуть дальше направо с помощью коротковолновых лазеров, тогда может случиться, что оба метода перекроют друг друга. Это было бы особенно желательно для изучения флюктуационных явлений в жидкостях.

Рассмотрим общую формулу для магнитного рассеяния неполяризованных нейтронов на системе N локализованных спинов. Полное дифференциальное сечение на единицу телесного угла и единицу переданной энергии:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = N \left(\frac{\gamma e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} |F(Q)|^2 \sum_{\alpha\beta} (\delta_{\alpha\beta} - \hat{k}_\alpha \hat{k}_\beta) S^{\alpha\beta}(q, \omega);$$

$$S^{\alpha\beta}(q, \omega) = \frac{1}{2\pi} \sum_r \int_{-\infty}^{\infty} \exp(iqr - i\omega t) \langle S_0^\alpha(0) S_r^\beta(t) \rangle dt.$$

Здесь k_f и k_i — конечный и начальный импульсы; F — форм-фактор, связанный с пространственным распределением магнитных электронов, на которых происходит рассеяние; он нормирован к единице в направлении вперед. Выражение в скобках под знаком суммы отбирает те компоненты $S(q, \omega)$, которые перпендикулярны к вектору рассеяния. Выбирая направления наблюдения, соответствующие тому или иному вектору обратной решетке, можно отделить компоненты $S(q, \omega)$, перпендикулярные к оси легкого намагничения, от параллельных. Закон рассеяния $S(q, \omega)$ есть не что иное, как фурье-образ спин-спиновой корреляционной функции. Для обобщенного критического диффузного, рассеяния его можно представить в виде:

$$S_{\text{дифф}}^{\alpha\beta}(q, \omega) = \frac{kT}{g^2 \mu_B^2} \chi^{\alpha\beta}(q) \left[\frac{\hbar\omega/kT}{1 - \exp(-\hbar\omega/kT)} \right] F^{\alpha\beta}(q, \omega),$$

где χ — восприимчивость, зависящая от волнового вектора; $F(q, \omega)$ — спектральная функция, которая описывает распад плоской волны намагниченности во времени. Член в квадратных скобках симметризует рассеяние для положительных и отрицательных значений переданной энергии.

Нашей задачей является измерение величин χ и F для изучаемых магнитных систем, причем χ зависит только от области корреляции, тогда как F характеризует динамическое поведение системы. Получить полное описание $S(q, \omega)$ можно двумя способами. Можно измерить полное рассеяние, дающее все величины одновременно, но с меньшей точностью, или измерить угловое распределение и найти из него $\chi(q)$, а затем, пользуясь неупругим рассеянием, с высокой степенью точности вычислить $F(q, \omega)$. Согласно флюктуационно-диссипационной теореме:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - \exp(-\hbar\omega/k_B T)}{\hbar\omega/k_B T} S_D^{\alpha\beta}(q, \omega) d\omega = \frac{k_B T}{g^2 \mu_B^2} \chi^{\alpha\beta}(q);$$

интеграл по всем частотам симметризованной $S(q, \omega)$ выражается через статическую восприимчивость. В случае, когда изменение волнового вектора, отвечающее неупругому рассеянию, мало относительно размера области волновых векторов, в которой рассеяние имеет заметную величину, угловое дифференциальное сечение без учета энергетической зависимости можно прямо связать с восприимчивостью χ :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{дифф}} = \text{const} \sum_{\alpha\beta} (\delta_{\alpha\beta} - \hat{k}_\alpha \hat{k}_\beta) \frac{k_B T}{g^2 \mu_B^2} \chi^{\alpha\beta}(q).$$

Это — квазиупругое приближение ($\frac{\hbar\omega}{E_0} \ll 1$). Полученный результат очень полезен для экспериментаторов, ибо он означает, что для определения χ может служить простой (без энергетического разрешения) эксперимент с двум кристаллами, обеспечивающий достаточно высокую статистическую точность. Полученное же значение χ можно далее использовать как входную информацию при анализе комплексных измерений неупругого рассеяния. Приближения, принятые при этом, можно проверить экспериментально. Как было показано, они оказываются справедливыми в широком интервале энергий нейтронов. Простые теоретические рассуждения показывают, что χ должно следовать закону Орнштейна—Цернике, т. е. ее зависимость от q имеет лоренцев вид:

$$\chi(q) = \frac{A(T)}{\chi_1^2(T) + q^2}.$$

Здесь A — константа, слабо зависящая от температуры; χ_1 — величина, обратная корреляционной длине, зависящая от температуры степенным образом, с показателем степени, который должен быть в пределах от 1/2 в теории молекулярного поля до 2/3 в трехмерной модели Изинга. Вблизи фазового перехода ожидаются отклонения от написанного выражения, и модификация, предложенная Фишером, учитывает это с помощью η в показателе степени:

$$\chi(q) = \left[\frac{A(T)}{\chi_1^2(T) + q^2} \right]^{1-\eta/2}.$$

Интересно измерить η и затем сравнить со значениями, вычисляемыми теоретически.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Все экспериментальные результаты могут оказаться малосущественными и даже бесполезными для теории, если при интерпретации нейтронных измерений $S(q, \omega)$ не будут соответствующим образом учтены эффекты разрешения.

Чтобы разобраться во влиянии ограниченного разрешения на результаты эксперимента, представим себе рассеяние в виде некоторой функции от переданного импульса q вдоль одной оси и переданной энергии ω вдоль другой. Нейтроны, рассеянные в детектор,

вследствие конечного разрешения аппаратуры, имеют разброс волновых векторов, который возникает из-за нескольких причин. Источником нейтронов является реактор. В нем нейтроны имеют максвелловское распределение и испускаются во всех направлениях. Из этого распределения необходимо выбирать нейтроны одной энергии и под одним углом. Однако коллиматоры, с помощью которых выделяются вектора, имеющие заданное направление, имеют конечную угловую расходимость. Кристаллы-монокроматоры и кристал-

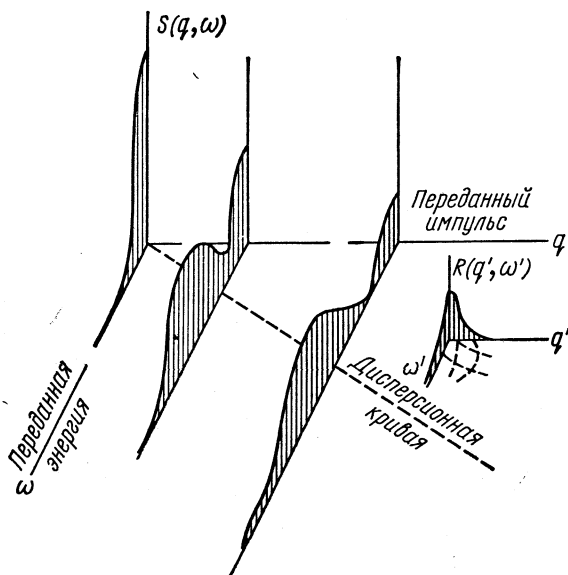


Рис. 3. Измерение рассеяния нейтронов с учетом конечного разрешения.

лы-анализаторы, используемые для фиксации начальной и конечной энергии, имеют мозаичный разброс и поэтому пропускают целый спектр импульсов. Кроме того, чувствительность детектора и отражающая способность анализатора могут внести в измеренную интенсивность асимметричную весовую функцию. В результате оказывается, что измеренная интенсивность представляет собой взвешенную выборку по поверхности функции рассеяния вокруг некоторого номинального значения.

Инструментальным разрешением назовем $R(q', \omega')$ и будем рассматривать его как некий переносный зонд, амплитуда которого равна единице при $q' = 0$, $\omega' = 0$ и уменьшается в любом направлении по закону Гаусса. Аналитические свойства этого зонда, полученные при некоторых упрощающих предположениях Купером и Натансом [2], могут быть прямо рассчитаны, если известны аппаратурные параметры. Характеристики функции разрешения меняются

при движении в (q, ω) -пространстве, но то, что мы наблюдаем, всегда является сверткой R и S . Таким образом, интенсивность при некоторых выбранных значениях q_0, ω_0 является четырехмерным интегралом по q', ω' от произведения функции $R(q' - q_0, \omega' - \omega_0)$ на функцию рассеяния S_0 (рис. 3):

$$I(q_0, \omega_0) = \int_{q'} \int_{\omega'} R(q' - q_0, \omega' - \omega_0) S_0(q, \omega) dq' d\omega'$$

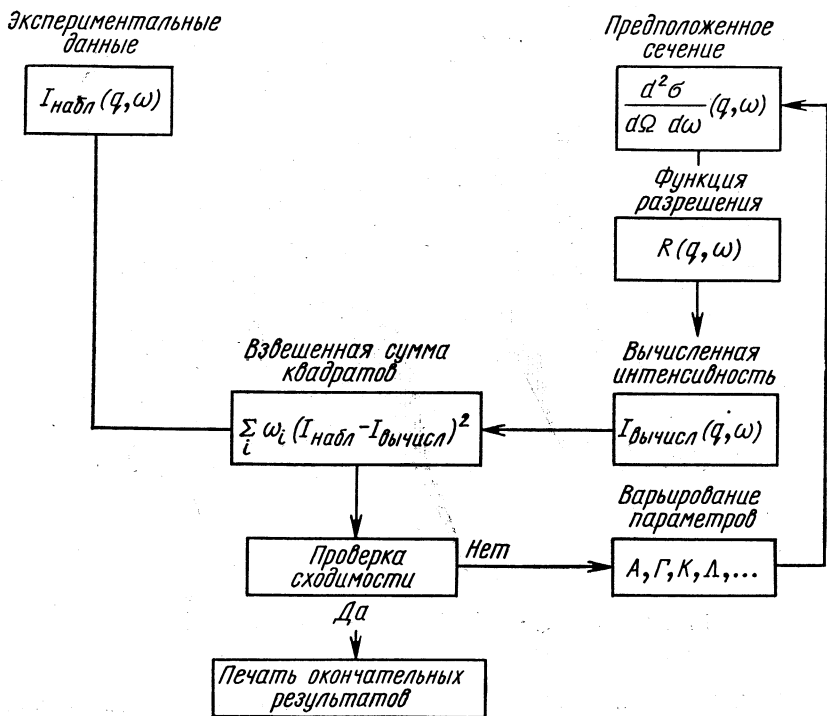


Рис. 4. Структурная схема метода анализа данных.

Теперь предположим, что $S(q, \omega)$ имеет центральный (около $\omega = 0$) диффузный пик и боковые полосы, энергия которых зависит от переданного импульса. Тогда имеется три области, где функция разрешения проявляет себя различным образом. При больших q и больших ω $S(q, \omega)$ — функция медленно меняющаяся, и зонд прощупывает только одно значение. Здесь измеренные данные точно отражают реальное сечение и никаких поправок не требуется. В другом пределе — в области малых q и ω — $S(q, \omega)$ быстро меняется по обеим переменным, и зонд охватывает существенно различные сечения. Поэтому, когда мы проносим его через все более узкие области, следует ожидать, что наши наблюдения начнут характери-

зовать саму функцию разрешения, а не изучаемое сечение. В промежуточной области ситуация носит промежуточный характер, и при интерпретации данных необходимо учитывать изменяющееся соотношение между разрешением и сечением.

Так как большинство измерений соответствует промежуточному случаю, то необходима процедура восстановления данных. Теоретически это можно сделать двумя способами. Если информация собрана по полному набору данных, то в принципе возможна обратная свертка. Практически в силу ряда причин это невыполнимо. Другой путь: можно выбрать некоторую подходящую форму для сечения, которая включает неизвестные параметры, и определить их процедурой подгонки. Мы приняли этот второй путь.

Структурная схема метода, используемого нами для анализа данных, дана на рис. 4. Берется теоретически разумный вид сечения $d^2\sigma/d\Omega d\omega$ с взятыми наугад исходными значениями свободных параметров. Это сечение затем свертывается с аналитической функцией разрешения R , которая, как показала экспериментальная проверка, правильно описывает истинную функцию разрешения при заданном наборе используемых аппаратурных констант. Рассчитанная интенсивность далее сравнивается с экспериментальными данными, где такие факторы, как фон и некогерентное рассеяние, уже отделены. Обычные веса (взвешенная сумма квадратов) определяются из статистики отсчетов. Параметрами, извлекаемыми в этом методе наименьших квадратов, могут быть такие величины, как константа спиновой диффузии, корреляционная длина спиновых взаимодействий, общая нормировка, времена релаксации и т. д. Эта процедура обладает обычными недостатками всех методов подгонки параметров. Имеются проблемы сходимости, величины шага, однозначности результатов. Тем не менее, когда необходимо использовать всю полученную информацию, приходится принимать эти методы анализа данных, ибо других нет.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Как показано на рис. 5, область вблизи критической температуры можно охарактеризовать двумя независимыми переменными: κ — обратной величиной корреляционной длины и q — волновым числом. Корреляционная длина является свойством рассеивающей системы и характеризует расстояние, внутри которого имеется существенное взаимодействие спинов. Эта длина стремится к бесконечности, когда T достигает T_N , соответственно κ стремится к нулю. Волновое же число q описывает размер той области, в которой проявляется заданная характеристика спиновой динамики, т. е. q и κ являются теми переменными, которые определяют критическое поведение.

Линии $q = \kappa$ — это границы, очерченные Хальперном и Хэнбергом [3]. Выше T_N и q , меньших κ , справедлива гидродинамика. Ожидается разброс скоростей релаксации, который характеризуется отдельным пиком, сосредоточенным около $\omega = 0$. Область

ниже T_N и q меньших κ — это область спиновых волн, где должны наблюдаться волны для поперечных флуктуаций и диффузные моды для флуктуаций, параллельных оси спинов. Вблизи фазового перехода все q становятся больше, чем κ , и мы попадаем в критическую область со свойствами спинов в переходном состоянии.

Заметим, что вдали от критической точки (по q или κ) функция рассеяния $S(q, \omega)$ меняется медленно и эффектами разрешения можно пренебречь. Однако в этой области, обозначенной белым неза-

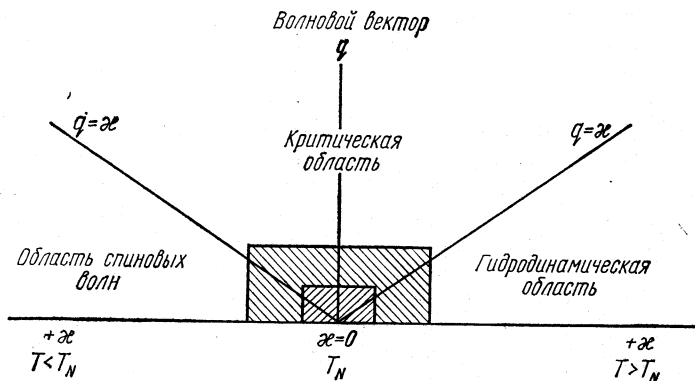


Рис. 5. Области значений q и κ , характеризующих магнитную восприимчивость вблизи критической температуры:

штриховкой справа—налево показана область, недоступная нейтронным измерениям. Штриховкой слева—направо показана область больших поправок, связанных с функцией разрешения.

штрихованным пространством, восприимчивость низка и статистическая неопределенность результатов больше.

Если мы приближаемся к T_N со стороны малых волновых чисел (внешняя заштрихованная область), пик рассеяния становится более острым, интенсивность его возрастает. Большинство нейтронных данных получено именно здесь, и проблема разрешения для них является достаточно острой. Для внутренней согласованности всегда требуется, чтобы предполагаемое сечение, принятое для описания одной области, и сечение в другой области гладко переходили друг в друга всюду, где существует перекрытие. Внутренняя заштрихованная площадь обозначает область, недоступную для нейтронов, так как изменения сечения здесь во много раз быстрее, чем измеряющего зонда. (Это означает, что в нейтронных измерениях не требуется жесткий контроль температуры, так как ограничения из-за разрешения запрещают нам работать очень близко к T_N .)

В теории динамических масштабных преобразований (*dynamical scaling*) имеются некоторые предсказания относительно характеристической частоты в каждой из этих областей. Одной из наших первых задач была проверка этих предсказаний. Первые обширные

измерения поведения закона рассеяния $S(q, \omega)$ для динамического и статического откликов были выполнены Лоу и др. [4] для простой кубической решетки RbMnF_3 . Следующим логическим шагом было обращение к анизотропным системам, простейшей из которых является MnF_2 — одноосный антиферромагнетик, который упорядочивается при температуре $67,5^\circ \text{K}$. Было решено выполнить комплексные измерения $S(q, \omega)$ как выше, так и ниже перехода, в связи

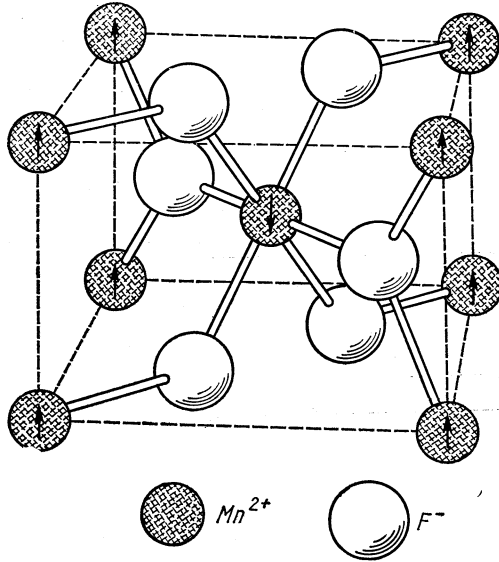


Рис. 6. Структура одноосного антиферромагнетика MnF_2 .

с тем что здесь имеет место случай, когда продольные и поперечные флюктуации возможно изучить отдельно и проследить зависимость X_{\parallel} и X_{\perp} от температуры. Поскольку для этой системы имелись также данные Геллера по ядерному магнитному резонансу, то можно сравнить оба метода. Представлялась также возможность проверить теорию динамических масштабных преобразований более полно.

Как показано на рис. 6, MnF_2 обладает структурой рутила с атомами марганца, сидящими по углам (одно направление спина) и в центре системы (противоположно направленный спин в упорядоченном состоянии). Вследствие такой магнитной структуры можно изучать чисто магнитное рассеяние без примесей брэгговских пиков или акустических фононов. Далее, наблюдая два отражения под углами, различающимися на 90° , можно разделить эффекты рассеяния на продольных и поперечных флюктуациях спина, что было бы невозможно в кубической системе со случайной доменной структурой. Это значит, что можно получить топологию $S(q, \omega)$ отдельно для продольных и поперечных флюктуаций.

Предполагаемая форма сечения рассеяния показана на рис. 7. Для параллельного направления (см. рис. 7, а) мы наблюдаем сумму трех пиков: центральный диффузный пик с шириной Γ , являющийся результатом продольных флюктуаций; и два боковых, возникающих из-за поперечных компонент. Эти боковые пики можно измерить непосредственно из 001-отражения, как показано на рис. 7, б. Здесь, по-прежнему, пользуемся предположением о лоренцевой форме кривых, сцентрированных относительно $\pm \omega_0$.

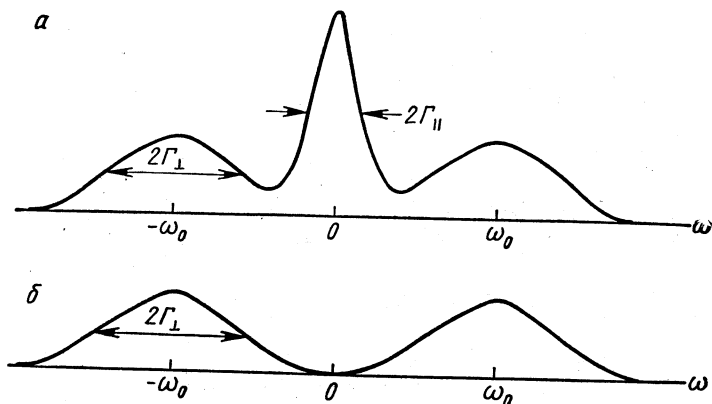


Рис. 7. Теоретические дважды дифференциальные сечения рассеяния на продольных и поперечных флюктуациях спинов в MnF_2 вблизи критической температуры:

$$\begin{aligned}
 a - & (d^2\sigma''/d\Omega d\omega) + (d^2\sigma^1/d\Omega d\omega); \quad (d^2\sigma''/d\Omega d\omega) \sim (1/\kappa_{\parallel}^2 + q^2) \cdot (\Gamma_{\parallel}/\Gamma_{\parallel}^2 + \omega^2); \\
 б - & (d^2\sigma^{\perp}/d\Omega d\omega) \sim (1/k_{\perp}^2 + q^2) \{ \Gamma_{\perp}/[\Gamma_{\perp}^2 + (\omega - \omega_0)^2] + \Gamma_{\perp}/[\Gamma_{\perp}^2 + (\omega + \omega_0)^2] \}.
 \end{aligned}$$

Ниже T_N они становятся спиновыми волнами. Скорости поперечных релаксаций подогнаны отдельно, поперечная κ взята из экспериментов с двумя кристаллами. Процедура подгонки имеет преимущество, заключающееся в том, что можно получить продольные и поперечные компоненты флюктуаций обе как выше, так и ниже T_N . Хорошее качество подгонки иллюстрируется рис. 8. Здесь представлены данные от смешанного отражения. Данные представляют три температурные области: ниже T_N , при T_N и выше T_N . Сплошные кривые через экспериментальные точки — это машинная подгонка к лоренцевым кривым с учетом функции разрешения. Поперечные параметры уже были найдены и зафиксированы для этого набора данных. Прекрасное согласие получено с использованием только одной аппаратной константы! Измерения проделаны для q , принимающих значения от центра зоны Бриллюэна до 0,4 граничной величины. Это покрывает всю область, где ощутимо рассеяние. Согласие между экспериментальными данными и теорией с учетом разрешения дает уверенность в корректности этой процедуры анализа.

Теперь зададимся вопросом: как изменяется скорость продольной релаксации с температурой и волновым вектором? Ответ на вопрос представлен на рис. 9. Ниже T_N ширины малы и медленно изменяются с температурой. Имеется большой подъем вблизи перехода и затем, исключая малые значения q , ширины вновь медленно меняются с температурой. Для $q = 0$ зависимость от температуры почти линейная и ширина стремится к нулю, когда T приближается к T_N сверху. Ниже T_N q нулевая ширина согласуется с нулевым

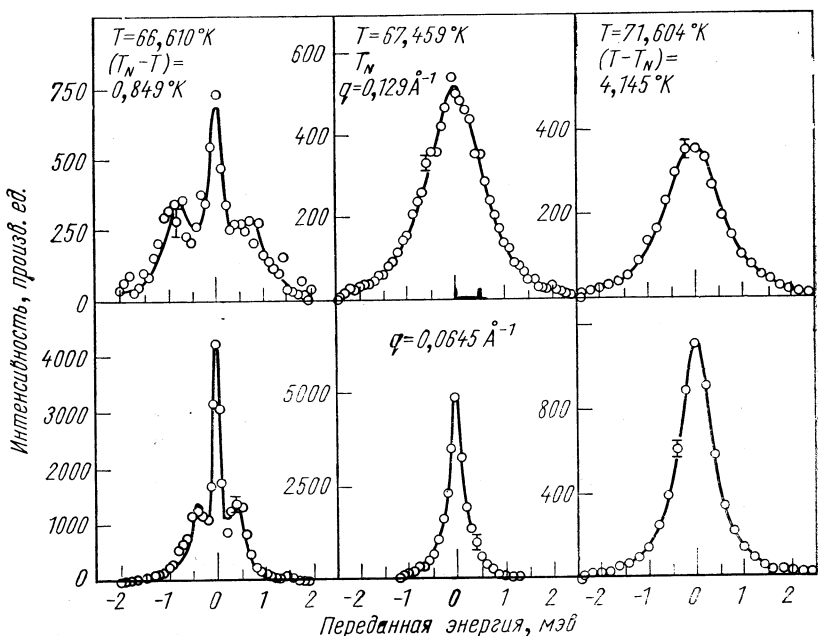


Рис. 8. Экспериментальные результаты по рассеянию нейтронов на антиферромагнетике MnF_2 вблизи критической температуры.

значением ширины или, по крайней мере, с шириной, много меньшей разрешения. Из-за присутствия магнитных брэгговских пиков провести точное измерение при $q = 0$ нельзя, однако можно получить оценку ширины, экстраполируя данные из области малых q . Одной из интересных особенностей этих результатов является природа ширины ниже T_N . Исходя из некоего рода симметрии относительно критической точки ожидалось, что ширины для малых q должны вновь возрастать.

На основании этих данных можно проверить несколько аспектов гипотезы динамического масштабного преобразования. Если наблюдать за изменением ширины $q = 0$ выше фазового перехода в зависимости от x и за изменениями ширины в зависимости от q при $T = T_N$, то окажется, что эти изменения носят степенной характер и показате-

тели степени одинаковы. Для изотропной системы значение показателя степени предсказывается равным $3/2$, что и было найдено в RbMnF_3 . Каков показатель степени для анизотропной системы, точно не известно. Рис. 10 содержит ответ на этот вопрос. Ниже мы рассмотрим также возможность применения одной универсальной функции подобия ко всем нашим результатам. Эта функция, если она существует, должна зависеть не от q и κ в отдельности, а исключительно от отношения q/κ , где κ — величина, обратная корреляционной длине. Слева на рис. 10 изображены продольные

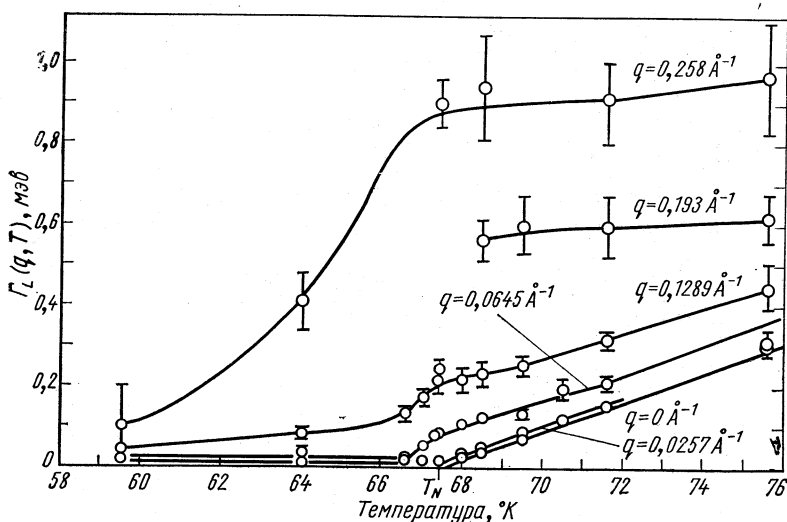


Рис. 9. Изменение с температурой продольной диффузной ширины для разных q .

и поперечные скорости релаксации в зависимости от $\kappa^{3/2}$. Интересно, что зависимость обеих компонент оказывается линейной. Как и ожидалось вследствие анизотропии, поперечная компонента не стремится к нулю при $T \rightarrow T_N$. Подгоночные значения показателей степеней равны 1,49 и 1,48. Справа представлены данные, касающиеся зависимости от $q^{3/2}$ при T_N и $\kappa = 0$. Здесь подгоночные значения показателей степеней равны 1,6 и 1,7 с несколько большей погрешностью. Согласие между двумя результатами является прекрасным подтверждением теории, и, более того, в пределах экспериментальной погрешности мы получаем тот же закон $3/2$, как и для изотропной системы.

На рис. 11 показано поведение статической восприимчивости. Результаты квазиупругих измерений на двухкристаллическом спектрометре дают нам корреляционную длину и восприимчивость выше T_N . Ниже T_N наличие спиновых волн и брэгговский пик при $q = 0$ усложняют интерпретацию квазиупругих измерений, но, чтобы подтвердить результаты, полученные на двухкристаллическом спек-

тросметре, мы можем воспользоваться неупругим рассеянием. Как видно из рисунка, согласие между двумя методами прекрасное.

Результаты для $T > T_N$ показаны на рисунке сверху и для $T < T_N$ — снизу. Горизонтальные ошибки вблизи T_N отражают не точное значение температуры перехода. Мы можем сравнить соотношение χ выше и ниже T_N , подгоняя данные с одинаковым показателем степени $4/3$, который согласуется с экспериментом. Тогда

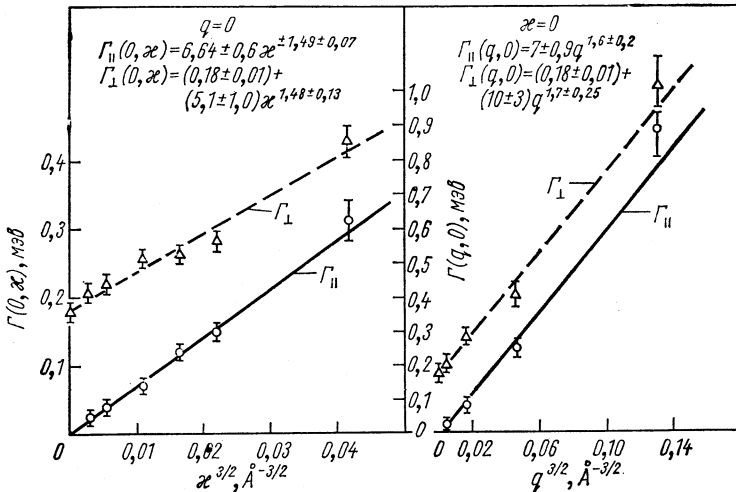


Рис. 10. Зависимость ширины ($q = 0$) от χ при $T < T_N$ (слева) и зависимость ширины от q при $T = T_N$. Видно, что обе зависимости носят степенной характер с одинаковым показателем степени, равным $3/2$.

мы получаем A_-/A_+ равным $3,42 \pm 0,2$, что следует сравнить с 2 для теории молекулярного поля и с 5 для модели Изинга.

Теперь мы подходим к вопросу об общей функции подобия, которая могла бы описать данные во всей (q, T) -плоскости. Если такая функция, назовем ее Ω , существует, она должна иметь вид, показанный на рис. 12, а именно

$$\Omega(q/\chi) = \frac{\Gamma_L(q/\chi)}{\chi^z},$$

где z , как уже было выяснено, равно $3/2$. Этот рисунок показывает, как выглядят экспериментальные результаты, если их привести к указанной форме. Здесь представлены данные для температур выше фазового перехода. Данные покрывают большую область q и температуры. Когда q стремится к нулю, Ω принимает значение коэффициента, который описывает зависимость q -нулевой ширины линии, показанную ранее. Когда χ стремится к нулю, Ω стремится к асимп-

тотическому виду, справедливому в критической области в непосредственной близости от T_N . Никакой иной систематической зависимости от температуры, кроме зависимости $\chi(T)$, в Ω нет. Уменьшение χ при $T \rightarrow T_N$ приводит к тому, что для заданного q точки отодви-

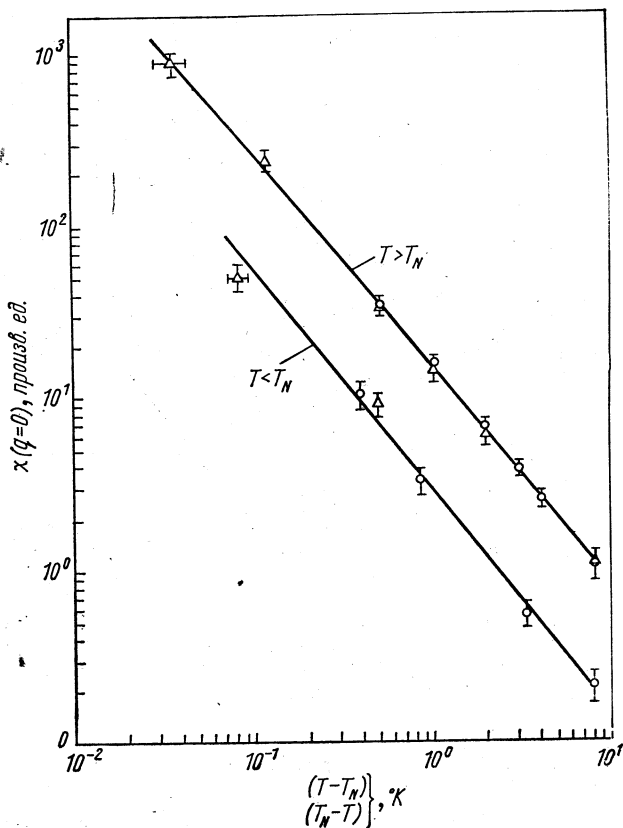


Рис. 11. Поведение статической магнитной восприимчивости вблизи критической температуры:

Δ —данные по квазиупругому рассеянию; \circ —данные по неупругому рассеянию нейтронов.

гаются все далее наружу. Последние три точки, например, включают данные из интервала выше T_N на 1° .

Подобная картина может быть изображена и для данных в области ниже T_N . Это показано на рис. 13. Функция подобия, по-видимому, существует и здесь, однако характеристики ее уже иные. Для $q/\kappa > 4$ две кривые очень близки, и при больших q/κ они сливаются. Такое поведение ожидалось, так как две функции подобия должны совпадать в критической области при $T = T_N$ и $\kappa = 0$.

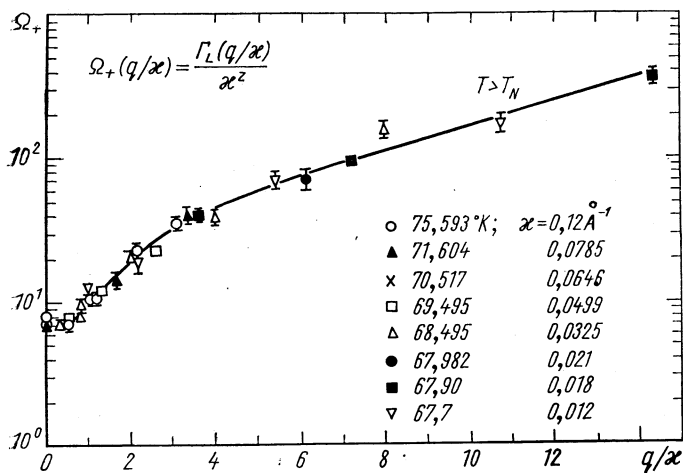


Рис. 12. Функция подобия для продольных флюктуаций спинов при температуре выше фазового перехода в MnF_2 .

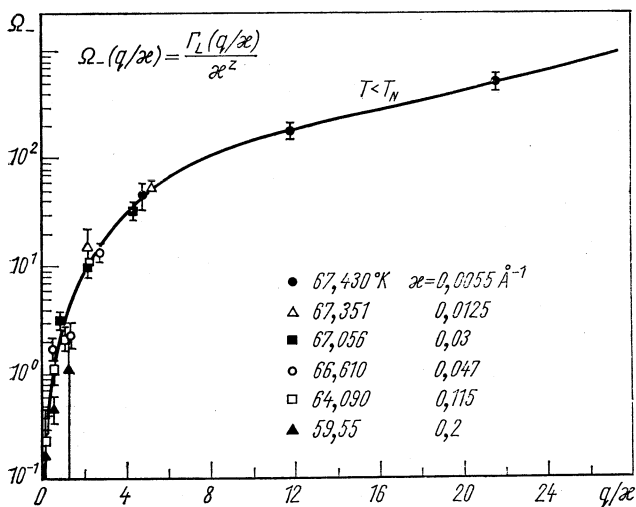


Рис. 13. Функция подобия для продольных флюктуаций спинов при температуре ниже фазового перехода в MnF_2 .

Однако при малых q/κ кривая не похожа на ту кривую, какую мы видим при температуре выше T_N . Теперь при $q \rightarrow 0$ величина Ω асимптотически тоже стремится к нулю или по крайней мере к очень малому значению. Это означает, что q —нулевая ширина линии должна оставаться равной нулю ниже T_N . Это неожиданный результат, но он не противоречит гипотезе динамического масштабного преобразования.

В целом результаты по MnF_2 убедительно свидетельствуют в пользу концепции динамического масштабного преобразования. Эти результаты означают, что по крайней мере качественно фазовый переход второго рода в трехмерном антиферромагнетике теперь понят. В случае ферромагнитных металлов Fe и Ni экспериментальные и теоретические проблемы сложнее и ситуация не столь ясна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schulhof M. P., Heller P., Nathans P. and Linz A. Phys. Rev., 1970, **B1**, 2304; Phys. Rev. Letters., 1970, **24**, 1184.
2. Cooper M. J., Nathans P. Acta Cryst., 1967, **23**, 357; 1968, **A24**, 481; 1968, **A24**, 619; 1968, **A24**, 624.
3. Halpern B. I., Hohenberg P. C. Phys. Rev., 1969, **177**, 952 and references contained there, including references to work of Ferrell and co-workers.
4. Lau H. Y., Corliss L. M., Delapalme A., Hastings J. M., Nathans R. and Tucciarone A. Phys. Rev. Lett., 1969, **23**, 1225; J. Appl. Physics, 1970, **41**, 1384.