

# Сетка ортогональных димеров в уникальном металлооксиде

Х.Кагеяма, А.Н.Васильев

Давно известный человечеству магнетизм, наряду со сверхтекучестью и сверхпроводимостью, принадлежит к числу квантовых явлений, которые наблюдаются в конденсированных средах при низких температурах. Их называют кооперативными, поскольку они связаны с коллективным, взаимно согласованным поведением огромного числа частиц. Магнетизм обусловлен сугубо квантовым обменным взаимодействием — именно оно играет главную роль в упорядочении магнитных моментов и ответственно за существование ферромагнетиков и антиферромагнетиков\*. Каждое из перечисленных выше явлений представляет фундаментальный интерес и поворачивается новыми гранями, когда возникают новые объекты исследования. В списке таких объектов важное место сейчас заняли низкоразмерные магнетики, и самый привлекательный из них, пожалуй,  $\text{SrCu}_2(\text{VO}_3)_2$ . Этот сложный металлооксид стал единственным пока реальным воплощением системы, свойства которой были теоретически предсказаны еще 20 лет назад. Понижение размерности

\* Подробно о ферромагнетизме, антиферромагнетизме и обменном взаимодействии см.: Куржин М.И. А.С.Боровик-Романов в моей жизни // Природа. 1999. №11. С.57—64.

© Х.Кагеяма, А.Н.Васильев



**Хироши Кагеяма (Hiroshi Kagayama)**, научный сотрудник Института физики твердого тела Токийского университета (Япония). Область научных интересов — синтез и исследование физических свойств низкоразмерных магнетиков.



**Александр Николаевич Васильев**, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физики низких температур и сверхпроводимости физического факультета Московского государственного университета им.М.В.Ломоносова. Занимается исследованием сильнокоррелированных электронных систем при низких температурах. Член редколлегии журнала «Природа».

магнитной подсистемы и геометрия последней оказывают решающее влияние на формирование магнитного состояния вещества. И перед рассказом о результатах новых исследований полезно коснуться вопроса о том, что, собственно, размерность магнитной подсистемы из себя представляет.

## Размерность в мире магнетиков

Рассматривая кристаллическую систему с точки зрения магнитного упорядочения, размерность можно определить как число независимых направлений в пространстве, вдоль которых наблюдается периодич-

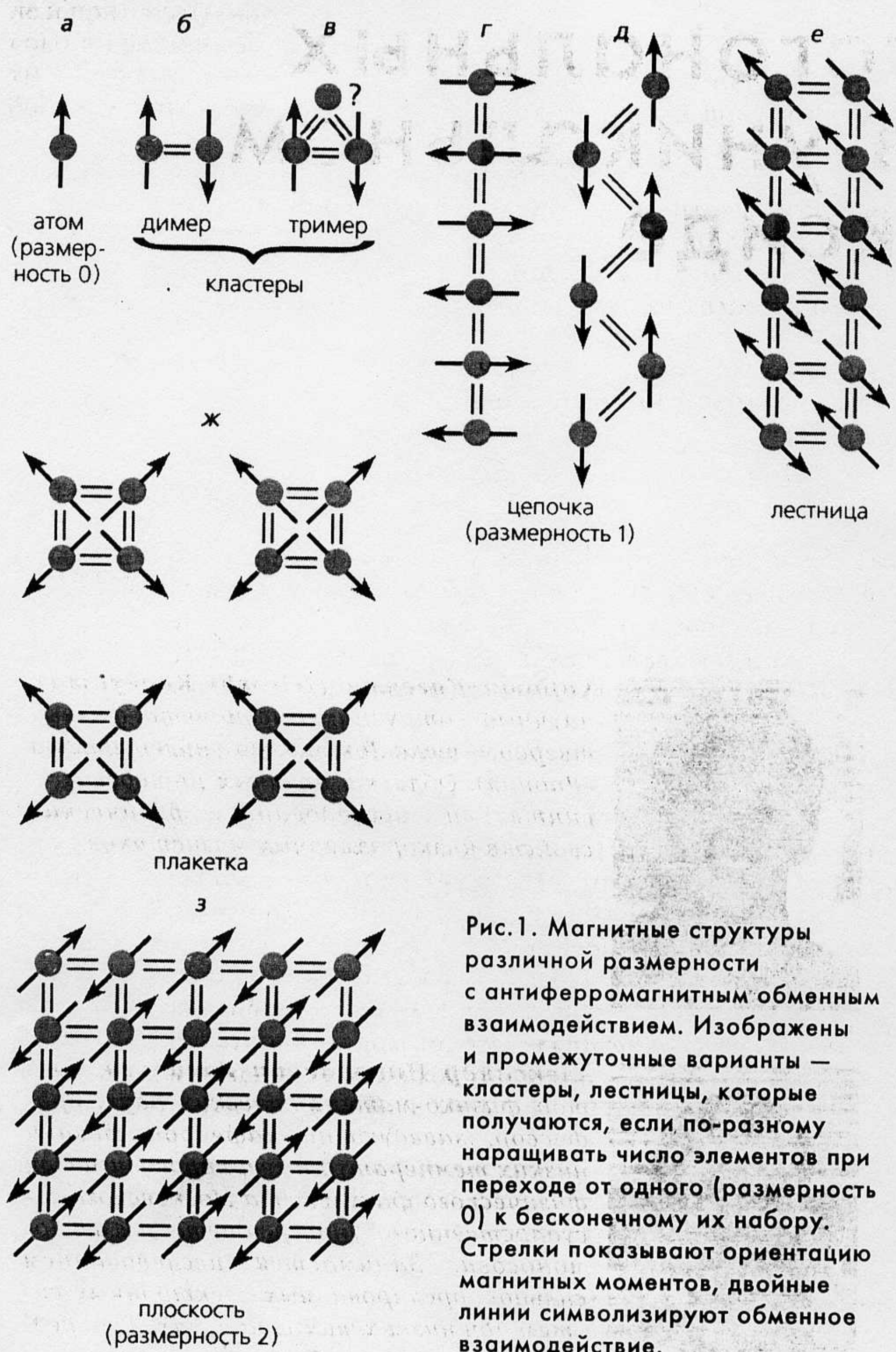


Рис.1. Магнитные структуры различной размерности с антиферромагнитным обменным взаимодействием. Изображены и промежуточные варианты — кластеры, лестницы, которые получаются, если по-разному наращивать число элементов при переходе от одного (размерность 0) к бесконечному их набору. Стрелки показывают ориентацию магнитных моментов, двойные линии символизируют обменное взаимодействие.

ность интересующей нас величины — в данном случае ориентации магнитного момента. Но исходя только из расположения магнитных ионов в кристалле, говорить о размерности трудно. Так, обладающий магнитным моментом ион переходного металла, регулярным образом повторяющийся в кристалле, при высоких температурах может рассматриваться в качестве 0-мерной системы. С понижением температуры, когда обменное взаимодействие начинает играть

заметную роль, эти ионы способны сформировать трехмерное антиферромагнитное или ферромагнитное состояние. Если же ионы, подчиняясь мотивам кристаллической решетки, образуют удаленные друг от друга цепочки или плоскости, так что обменное взаимодействие «не дотягивается» от одних цепочек до других, магнитное упорядочение может не наступить вовсе. Промежуточные состояния (в смысле перехода от 0-мерной системы к любой другой) принадле-

жат кластерам из нескольких близко расположенных ионов и спиновым лестницам, представляющим собой две или несколько близких друг к другу магнитных цепочек. Некоторые из низкоразмерных магнитных структур показаны на рис.1.

Самый элементарный магнитный кластер, какой можно вообразить, — димер, просто уединенная пара ионов. Если ионы в димере связаны антиферромагнитным взаимодействием, в нем при низких температурах формируется спиновое синглетное состояние. Спиновый синглет — это такая конфигурация спинов, в которой проекция их суммарного магнитного момента на любое направление равна нулю. Однако в этом случае, хотя по отношению друг к другу магнитные моменты и антипараллельны, определить конкретное их направление невозможно. Другой вариант взаимной ориентации спинов дает триплет, когда упомянутая проекция может принимать одно из трех значений (в том числе и нулевое, но при этом направление спинов в пространстве задать можно). Синглетное состояние в антиферромагнетиках соответствует минимуму энергии и отделяется от возбужденных триплетных состояний спиновой щелью, т.е. переход из первого в последние требует определенных затрат энергии. Образование спиновой щели в магнетиках приводит к тому, что при низких температурах в них не достигается магнитного упорядочения, которого было бы совершенно естественно ожидать, поскольку каждый атом системы магнитный момент имеет.

Представляя, конечно, самостоятельный интерес, проблема формирования спиновой щели привлекает внимание и благодаря похожему на «спин-щелевое» поведению высокотемпературных металлооксидных сверхпроводников. Сейчас уже твердо установлено: наличие или отсутствие щели зависит от взаимного расположения спинов, их

величины и значений констант обменного взаимодействия.

В последние годы был обнаружен ряд разнообразных металлооксидных соединений с синглетным основным состоянием. Яркими представителями этого класса веществ служат, например:

**CuGeO<sub>3</sub>**, — одномерная цепочка полуцелочисленных спинов ( $S = 1/2$ ), испытывающая спин-Пайерлсовское\* превращение [1];

**Y,BaNiO<sub>3</sub>**, — одномерная цепочка целочисленных спинов ( $S = 1$ ), или система Холдейна [2];

**SrCu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**, — система промежуточной размерности, или спиновая лестница ( $S = 1/2$ ) [3];

**CaV<sub>2</sub>O<sub>7</sub>**, — двумерная система типа «плакетки» ( $S = 1/2$ ) [4].

Как расположены магнитные ионы в структуре данных соединений, можно увидеть среди примеров на рис.1.

Недавно к этому списку было добавлено еще одно вещество, **SrCu<sub>2</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>**, обладающее магнитной подсистемой нового типа — двумерной сеткой ортогональных димеров ( $S = 1/2$ ) [5]. Оно близко примыкает к высокотемпературным сверхпроводникам: также обладает слоистой структурой, «спин-щелевым» поведением и при небольшом изменении параметров способно к антиферромагнитному упорядочению. Особенно привлекательным оксид **SrCu<sub>2</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>** делает то, что волновая функция и, следовательно, характеристики его основного состояния вычисляются точно. Можно без преувеличения сказать, что это уникальная ситуация в квантовой механике — среди реальных объектов до сих пор был «обсчитан» строго, без использования приближений, только атом водорода. Для гипотетической сетки ортогональных димеров задача была решена 20 лет назад [6]. Тогда одним из результатов стал следующий вывод: триплетные возбужденные состояния

сетки ортогональных димеров должны быть чрезвычайно локализованными. Это означает, что возбуждения не могут передаваться от одного димера к другому, т.е. перемещаться в пространстве. И вот теперь локализация триплетных возбуждений была подтверждена экспериментально: о ней свидетельствуют квантованные плато на кривой намагниченности, о чем речь пойдет дальше.

### Как устроен наш оксид

**SrCu<sub>2</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>**, официально именуемый борат стронция-ме-

ди, имеет тетрагональную кристаллическую решетку с постоянными элементарной ячейки при комнатной температуре  $a = b = 8.995 \text{ \AA}$ ,  $c = 6.649 \text{ \AA}$ . Чтобы представить кристаллическую структуру этого соединения, удобно рассмотреть ее в **CuBO<sub>3</sub>**-плоскости (рис.2,а). В этой плоскости прямоугольные планарные комплексы **CuO<sub>4</sub>** связаны между собой треугольными группами **BO<sub>3</sub>**. Слои **CuBO<sub>3</sub>** разделены прослойками немагнитных **Sr<sup>2+</sup>** ионов. Все ионы **Cu<sup>2+</sup>** имеют спин 1/2 и располагаются в кристаллографически эквивалентных позициях. Уникальная двумерная сетка, образованная спинами ионов **Cu<sup>2+</sup>**, показана

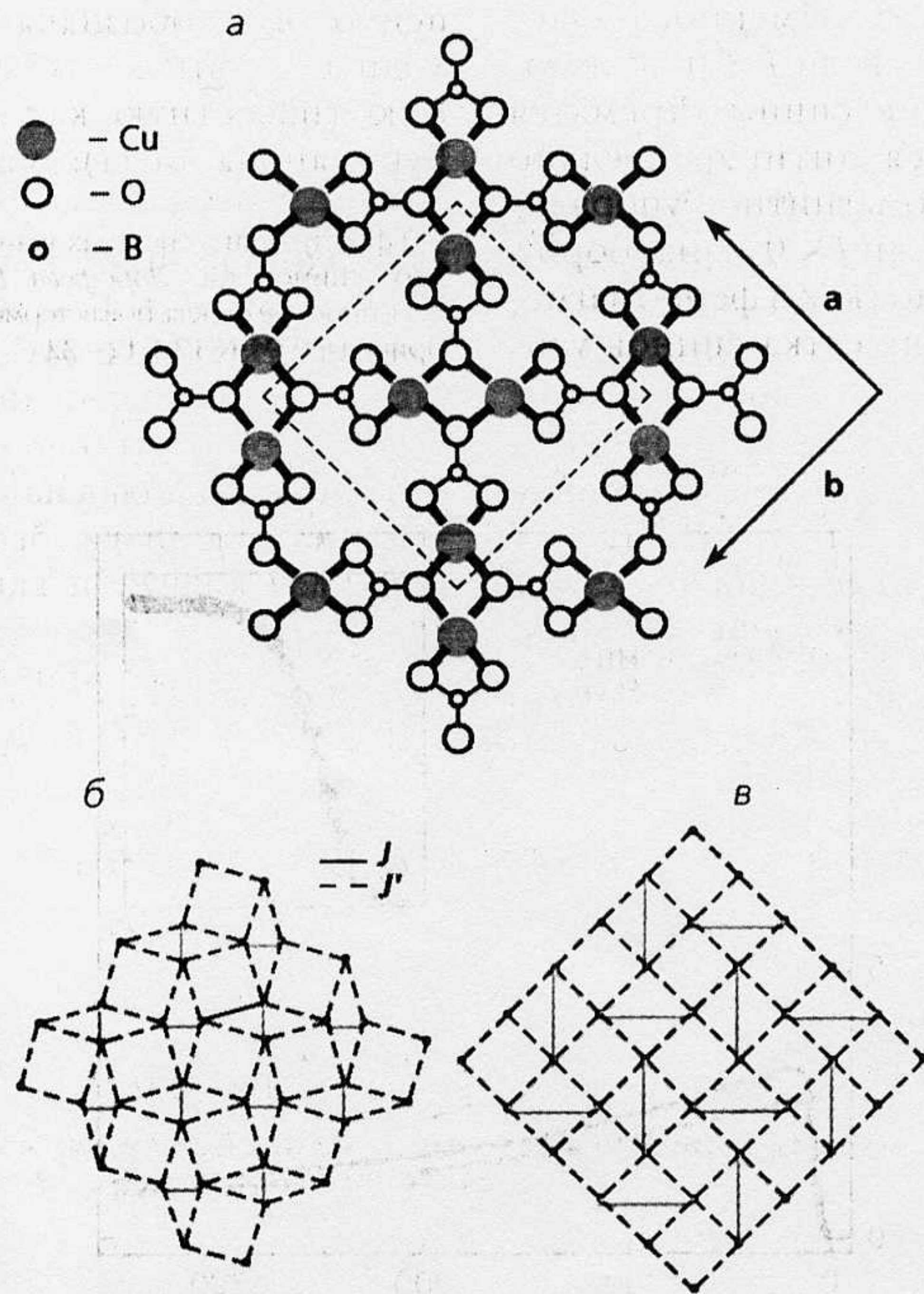


Рис.2. Расположение магнитных димеров в виде ортогональной сетки: а, б — в плоскости **CuBO<sub>3</sub>** решетки бората стронция-меди; в — в модели Шастри—Сазерленда. Цветом отмечены атомы **Cu**, пунктиром — элементарная ячейка. На схемах б, в цветными линиями показаны сами димеры (ионы в них связаны обменным взаимодействием с константой  $J$ ), штриховыми — даны направления связи между димерами, характеризуемой обменным взаимодействием  $J'$ .

\*О спин-Пайерлсовском переходе см. Васильев АН. Спин-Пайерлс // Природа. 1997. №12 С33-43.

на на рис.2,б. Ближайшие ионы  $\text{Cu}^{2+}$ , находящиеся на расстоянии  $2.905\text{\AA}$  друг от друга, образуют магнитные димеры. Связь между димерами, расположенными на расстоянии  $5.132\text{\AA}$  друг от друга, осуществляется через ионы  $\text{V}^{3+}$ . Димеры в каждом слое, строго говоря, не находятся в одной плоскости: вертикальные димеры несколько смещены вдоль оси  $c$  по отношению к горизонтальным димерам.

Для описания магнитных свойств двумерных систем хорошо подходит модель Гейзенберга, в которой можно учесть обменное взаимодействие двух видов — внутри димеров и между ними (с обменными константами  $J$  и  $J'$  соответственно). Напомним, что обменные константы характеризуют силу и направленность обменного взаимодействия. Если  $J > 0$ , взаимодействующие спины стремятся выстроиться антипараллельно (антиферромагнитное упорядочение), а если  $J < 0$  — наоборот, параллельно (как в ферромагнетиках). Наша сетка спинов уди-

вительно похожа на ту, которую теоретически исследовали Б.Шастри и Б.Сазерленд [6], см. рис.2,в. Если удлинить связи внутри димеров, присутствующие в решетке реального соединения, ее можно привести к решетке того самого гипотетического объекта, добившись топологической эквивалентности двух систем. Важная особенность этой спиновой сетки — ортогональность димеров, т.е. тот факт, что ближайшие друг к другу димеры располагаются во взаимно перпендикулярных направлениях. Другая характерная черта — фрустрация магнитного взаимодействия двух соседних димеров, вытекающая из треугольного расположения одной  $J$  и двух  $J'$  связей\*. Данным термином, пришедшим из психологии, обозначают безысходную в смысле выбора ситуацию (известную как феномен Буриданова осла): магнитный

\* О фрустрации в системах взаимодействующих спинов см.: Дорофеев ЕА, Доценко ВС. Спиновые стекла: новая термодинамика // Природа. 1994. №12. С.12—22.

момент в вершине равнобедренного треугольника, образованного тремя ионами, не может быть параллелен (или антипараллелен) одновременно обоим магнитным моментам в основании треугольника, если те направлены в разные стороны. Именно поэтому на рис.1,в у вершины треугольника не указано направление магнитного момента — вместо стрелочки поставлен знак вопроса. Очевидно, что фрустрация имеет место независимо от знака величины  $J'$  для взаимодействия между ионом в вершине и ионами в основании треугольника, если взаимодействие между последними антиферромагнитно ( $J > 0$ ). В реальных физических системах такая ситуация приводит к удивительному результату: в системе заведомо магнитное упорядочение не наступает вовсе.

### Измеряем спиновую щель

Самый простой способ заметить спиновую щель в спектре магнитных возбуждений — измерить магнитную восприимчивость вещества. Если при низких температурах восприимчивость магнетика вдоль любого из кристаллографических направлений равна нулю, то в нем, надо полагать, сформировалось синглетное основное состояние, пребывая в котором, система на внешнее магнитное поле реагировать не может. Температурные зависимости магнитных восприимчивостей  $\chi_{\parallel}$  и  $\chi_{\perp}$  (в направлении, параллельном и перпендикулярном слоям магнитных димеров в  $\text{SrCu}_2(\text{VO}_3)_2$  соответственно) представлены на рис.3. Наблюдаемая в этих измерениях магнитная анизотропия обусловлена анизотропией факторов спектроскопического расщепления. Но она не мешает видеть, что с понижением температуры восприимчивость достигает максимума при 15 К и затем бы-

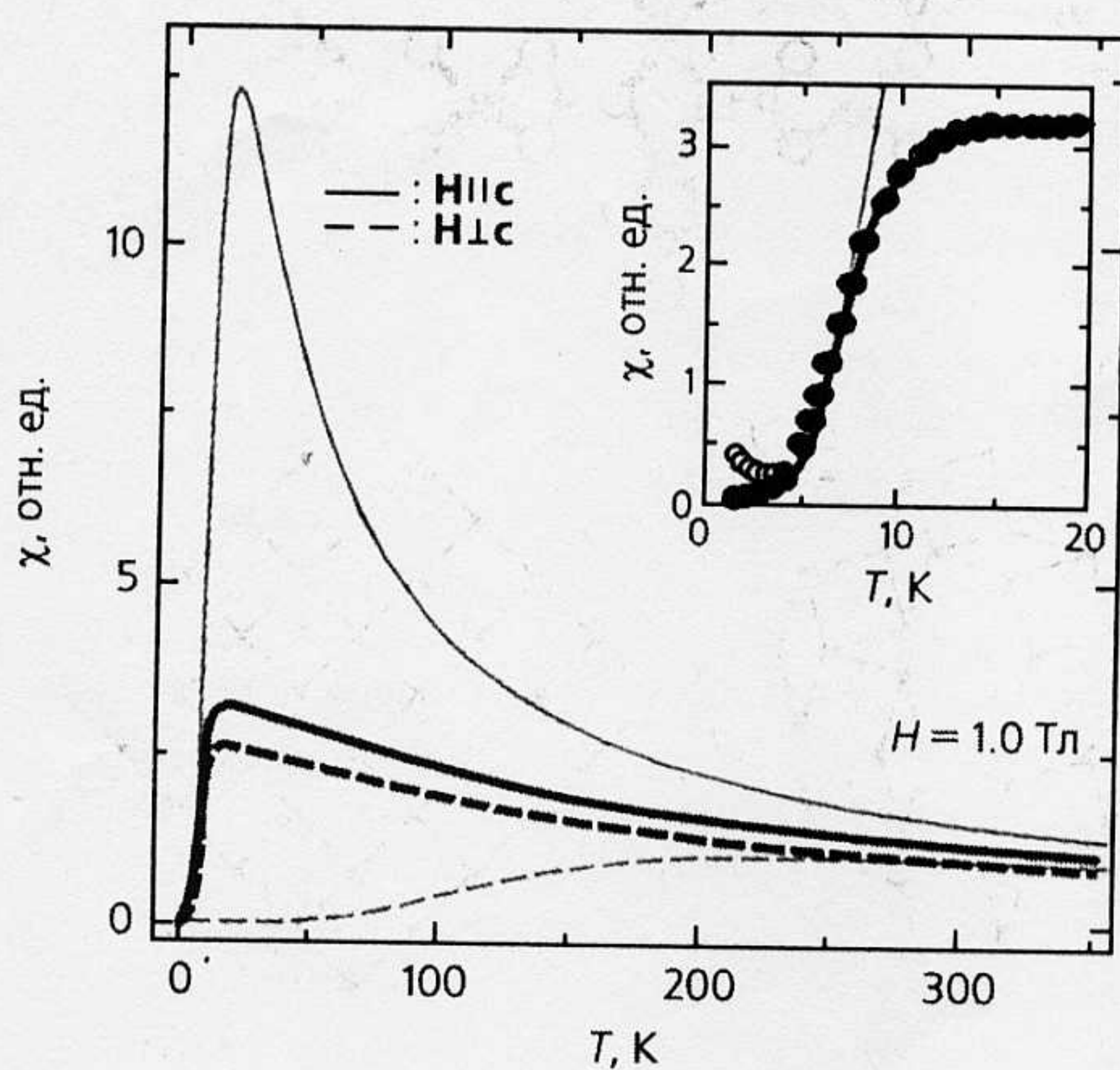


Рис.3. Температурные зависимости магнитной восприимчивости при разных направлениях магнитного поля. Во вставке дана в увеличенном масштабе область низких температур, где прямой показана активационная аппроксимация, позволяющая найти величину спиновой щели  $\Delta$ . Цветными кривыми представлены теоретические расчеты для модели изолированных димеров.

знобе-  
обра-  
не мо-  
и ан-  
менно  
ентам  
, если  
сто-  
у на  
ьника  
гнит-  
стре-  
проса.  
и име-  
знака  
ствия  
иона-  
ника,  
ду по-  
итно  
еских  
риво-  
тату:  
итной  
е на-

стро спадает к нулю, демонстрируя существование энергетической щели в спектре спиновых возбуждений. Слабое возрастание магнитной восприимчивости при самых низких температурах обеспечивается небольшим числом самостоятельных, не связанных в димеры магнитных ионов  $\text{Cu}^{2+}$ . Скорректировав экспериментально полученные зависимости с учетом действия примесей и отбросив не зависящую от температуры составляющую, можно выделить вклад собственно системы димеров. Аппроксимация этого вклада при низких температурах обычной для термоактивированных процессов функцией  $\exp(-\Delta/T)$  (цветная прямая) позволяет определить «ширину» спиновой щели  $\Delta$  — величину энергии, которая необходима для перехода из основного связанного состояния в возбужденное триплетное. Она составила 34 К.

Сообщение о нахождении нового вещества со спиновой щелью вызвало живой интерес физиков самых различных специализаций. Факт существования спиновой щели в  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  был подтвержден исследованиями ядерного квадрупольного резонанса, ядерного магнитного резонанса, электронного спинового резонанса, теплоемкости, комбинационного рассеяния света (рамановского рассеяния), намагниченности, неупругого рассеяния нейтронов. Полученные различными способами значения спиновой щели  $\Delta$  собраны в таблице. Как видим, в пределах точности каждого метода все они дают значения, близкие к 34 К.

Поясним вкратце, как, собственно, определялась спиновая щель в некоторых экспериментах.

При исследовании [5] ядерного квадрупольного резонанса на ядрах  $\text{Cu}$  в интервале температур 1.5–5 К измерялась скорость спин-решеточной релаксации  $1/\tau$ , которая фактически отражает плотность спиновых возбуждений в кристалле. Была

обнаружена экспоненциальная зависимость  $1/\tau \propto \exp(-\Delta/T)$ , см. рис.4. Это означает, что скорость спин-решеточной релаксации имеет активационный характер со щелью в спектре спиновых возбуждений; таким образом была получена величина  $\Delta = 30$  К.

Следующий пример — измерения теплоемкости [7] монокристалла  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  в интервале от 1.8 до 25 К в магнитном поле до 12 Тл. К сожалению, по-

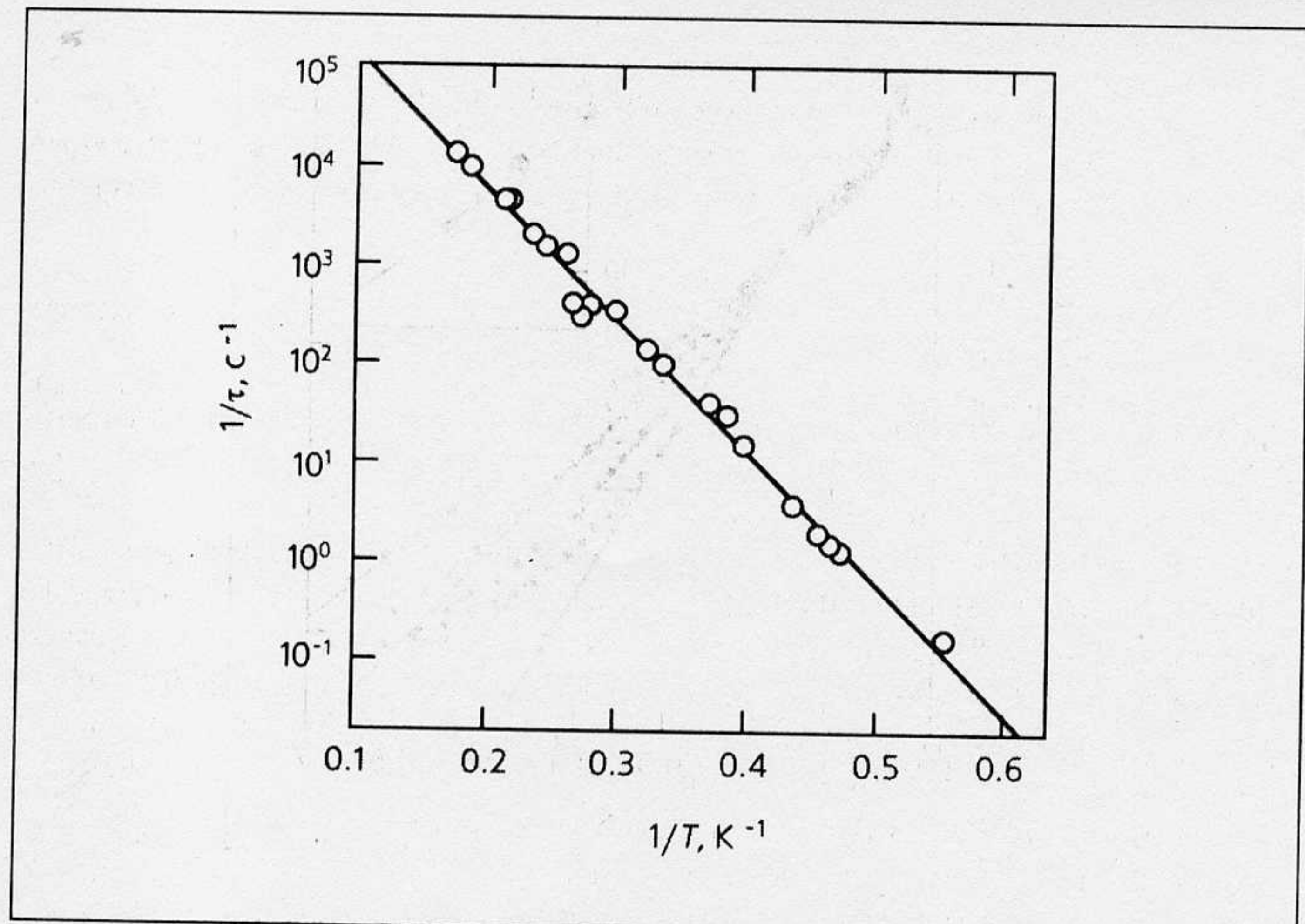


Рис.4. Зависимость скорости спин-решеточной релаксации от температуры в  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ . Наклон прямой линии в полулогарифмических координатах определяет величину  $\Delta$ .

ка не создана теория, описывающая эксперимент во всем исследованном температурном диапазоне, поэтому анализ экспериментальных данных проводился лишь для низких температур. В расчете использовалась модель изолированных димеров, согласно которой вклад магнитных возбуждений в теплоемкость при  $T \rightarrow 0$  может быть представлен в виде  $C \propto T^{-2} \exp(-\Delta/T)$ . Зависимость  $CT^2$  от  $1/T$  в полулогарифмичес-

ка не создана теория, описывающая эксперимент во всем исследованном температурном диапазоне, поэтому анализ экспериментальных данных проводился лишь для низких температур. В расчете использовалась модель изолированных димеров, согласно которой вклад магнитных возбуждений в теплоемкость при  $T \rightarrow 0$  может быть представлен в виде  $C \propto T^{-2} \exp(-\Delta/T)$ . Зависимость  $CT^2$  от  $1/T$  в полулогарифмичес-

**Таблица**  
**Значения спиновой щели  $\Delta$ , полученные при измерениях различных физических величин**

Метод	$\Delta$ [К]
Измерение магнитной восприимчивости	34 К
Ядерный квадрупольный резонанс	30 К
Магнитный резонанс на ядрах $\text{Cu}$	35 К
Магнитный резонанс на ядрах $\text{B}$	36 К
Измерение теплоемкости	35 К
Измерение намагниченности	31 К
Электронный спиновый резонанс	35 К
Рассеяние нейтронов	34 К
Рамановское рассеяние	34 К

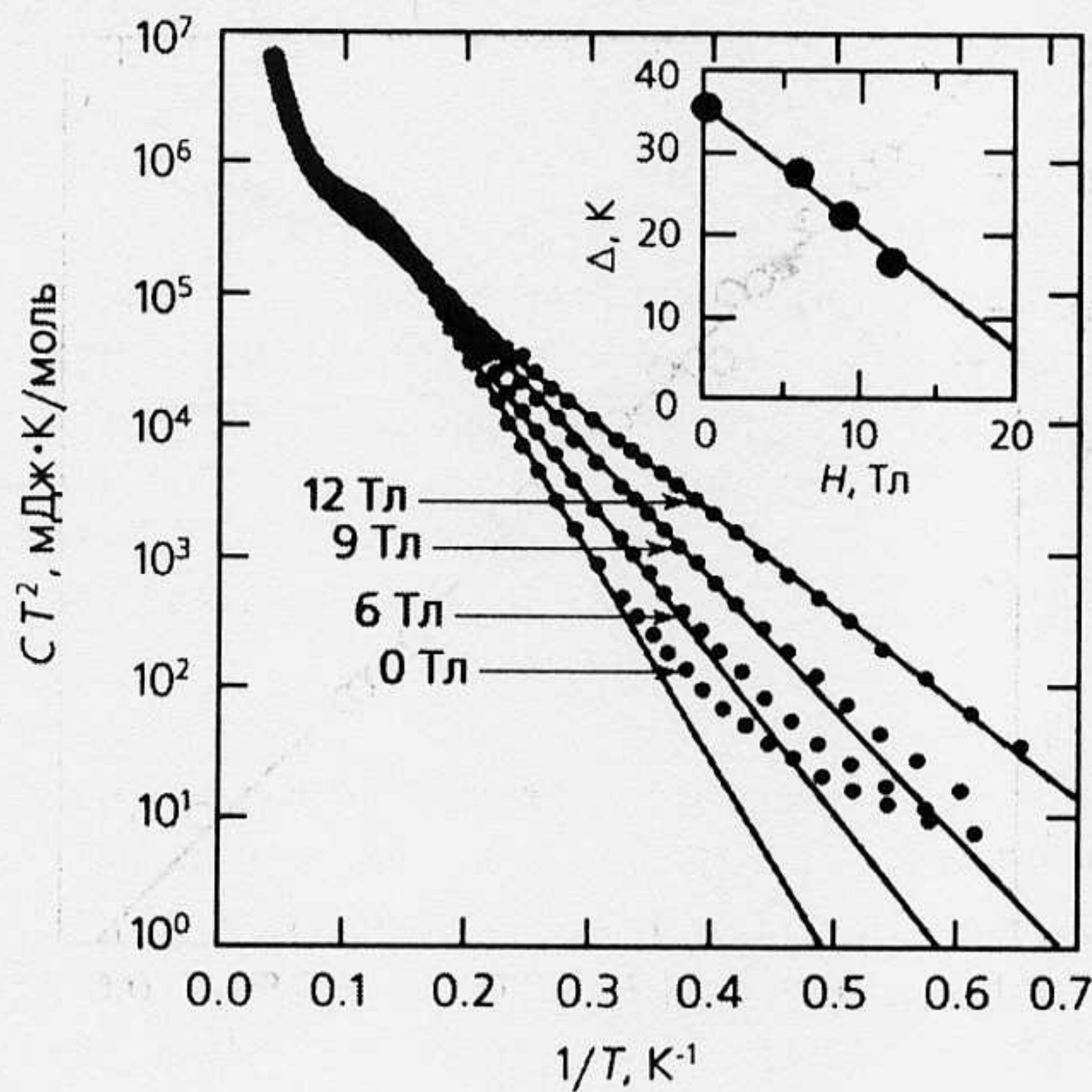


Рис.5. Температурные зависимости теплоемкости  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  при разных значениях магнитного поля. На вставке показана зависимость  $\Delta$  от величины магнитного поля.

ком масштабе показана на рис.5. Во всех магнитных полях при  $T > 5$  К эти зависимости имели линейный участок, указывая на наличие спиновой щели, величина которой меняется при переходе к другому значению магнитного поля. Подобное поведение совершенно естественно — в силу зеемановского расщепления энергетических уровней спиновых возбуждений. Экстраполяция зависимости спиновой щели от магнитного поля на нулевое поле приводит к значению  $\Delta = 35$  К.

В отличие от описанных выше методов, предполагающих использование каких-то моделей и формул для определения  $\Delta$ , неупругое рассеяние нейтронов [8], электронный спиновый резонанс [9] и рамановское рассеяние [10] позволяют непосредственно наблюдать переходы из основного синглетного в низколежащие возбужденные триплетные состояния (на соответствующих спектрах при этом появляются особенности). Энергетическое положение этих особенностей прямо дает величину спиновой щели. Все полученные таким образом зна-

чения оказались близки к 34 К (см. табл.).

### Теория впереди

Убедившись в существовании спиновой щели  $\Delta = 34$  К, необходимо понять, каким образом магнитная система  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  достигает синглетного основного состояния. В классической работе Шастри и Сазерленда для решетки, представленной на рис.2,в, было показано, что основным состоянием этой системы является спиновый синглет. В случае  $J' = 0$  (когда димеры не взаимодействуют) существование спиновых синглетов очевидно. Однако и при  $J' \neq 0$  реализуется спин-синглетное основное состояние — из-за фрустрации и компенсации взаимодействия между димерами.

Теоретики предложили много вариантов пространственного расположения спинов и степени их взаимодействия, допускающих точно димеризованное основное состояние. Среди них наиболее известной является, по-видимому, модель, построенная для зигзагообразной цепоч-

ки с отношением обменных интегралов между ближайшими и следующими за ними соседями 2:1 (см. рис.1,д). В течение долгого времени, однако, все эти модели существовали лишь на бумаге, а примеров их экспериментальной реализации все не было. Можно утверждать, что  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  — первый материал, в котором достигается скоррелированное димеризованное основное состояние.

Рассмотрим теперь роль взаимодействия между димерами  $J'$ , которое привносит спиновые фрустрации в систему, на примере температурной зависимости магнитной восприимчивости. Если пренебречь этим обменом ( $J' = 0$ ), то система упрощается до модели изолированных димеров со спином  $S = 1/2$ , простейшей для всех материалов со спиновой щелью (она применима к некоторым веществам, содержащим комплексы двухвалентной меди  $\text{Cu}^{2+}$ ). Но все попытки подогнать рассчитанную для такой модели кривую под экспериментальные данные к успеху не приводят. Если совместить положения максимума  $\chi_1(T)$  по шкале температур ( $\sim 15$  К) в теории и в эксперименте, приходим, как видно из рис.3, к существенным расхождениям (теоретическая кривая показана там цветной сплошной линией). Если же исходить из совпадения теоретических и экспериментальных результатов при высоких температурах, то такая аппроксимация (цветная штриховая линия) тоже не дает удовлетворительного согласия. Не совпадают расчеты для модели изолированных димеров и с данными эксперимента по измерению теплоемкости при  $T > 5$  К (рис.5). Все эти факты указывают на то, что взаимодействием между димерами пренебрегать нельзя: димеры должны быть сильно скоррелированы в каждом слое и вся система должна быть сильно фрустрирована.

Недавно С.Мияхара и К.Уэда [11], разработав модель форми-

ров  
ско  
смо  
мен  
стр  
фаз  
орт  
тич  
Есл  
мал  
тво  
мод  
мер  
спи  
лом  
пор  
соот  
фаз  
в а  
доч  
SU  
тиф  
чен  
того  
под  
квал  
но,  
SU  
тяги  
чин  
хим  
мен  
под  
топы  
сти  
магн  
пред  
пытк  
в эк  
SrCu  
жани  
особ  
и пол  
ниче  
визи  
СП  
Н  
нама  
при  
пульс  
нокри  
рова  
(Н |  
что с  
сталл  
ленн  
кости  
ПРИ

их ин-  
шими  
седя-  
чение  
, все  
лишь  
кспе-  
и все  
ь, что  
риал,  
орре-  
нное  
  
ь вза-  
ми  $J'$ ,  
овые  
при-  
мос-  
ивос-  
обме-  
прос-  
нных  
про-  
ов со  
мени-  
м, со-  
ухва-  
е по-  
нную  
под  
нные  
сов-  
мума  
ратур  
перно  
из  
схож-  
ривая  
плош-  
одить  
еских  
ультра-  
гурах,  
цвет-  
ке не  
о со-  
четы  
х ди-  
мен-  
кости  
фак-  
имом-  
пред-  
лож-  
рова-  
стема  
стри-

роания спиновой щели уже для  
скоррелированных димеров,  
смогли точно описать экспери-  
ментальные зависимости. По-  
строенная в рамках этой модели  
фазовая диаграмма для сетки  
ортогональных димеров схема-  
тически изображена на рис.6.  
Если значение параметра  $J'/J$   
мало, система вполне удовле-  
творительно представляется  
моделью изолированных ди-  
меров, когда в каждом димере  
спины скоррелированы, а в це-  
лом в системе магнитного  
порядка нет. Но с увеличением  
отношения  $J'/J$  происходит  
фазовый переход первого рода  
в антиферромагнитно упоря-  
доченное состояние — при  
 $(J'/J)_c = 0.69$ . Существование ан-  
тиферромагнитного упорядо-  
чения при  $J'/J > (J'/J)_c$  ясно из  
того, что при  $J = 0$  магнитная  
подсистема сводится к простой  
квадратной решетке. Интерес-  
но, что в  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  отношение  
 $J'/J = 0.68$  — оно чуть-чуть не до-  
стигает до критической вели-  
чины  $(J'/J)_c$ . Путем приложения  
гидростатического давления (т.е. за-  
жмения некоторые элементы на  
подобные элементы или на изо-  
топы) можно надеяться переве-  
сти нашу систему в антиферро-  
магнитное состояние, хотя все  
предпринятые до сих пор по-  
пытки успеха не принесли. Так,  
в эксперименте на порошках  
 $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  с различным содер-  
жанием изотопов  $\text{O}^{16}$  и  $\text{O}^{18}$  все  
особенности на температурных  
и полевых зависимостях намаг-  
нитченности сохранялись неза-  
висимо от изотопного состава.

### С плато на плато

На рис.7 показаны кривые  
намагниченности, измеренные  
при температуре 1.5 К в им-  
пульсном поле до 42 Тл на мо-  
нокристалле ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ ) и ориенти-  
рованном поле поликристалле  
( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ )  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  (напомним,  
что  $\mathbf{c}$  — вектор трансляции кри-  
сталлической решетки, направ-  
ленный перпендикулярно плос-  
кости димеров). Как и в случае

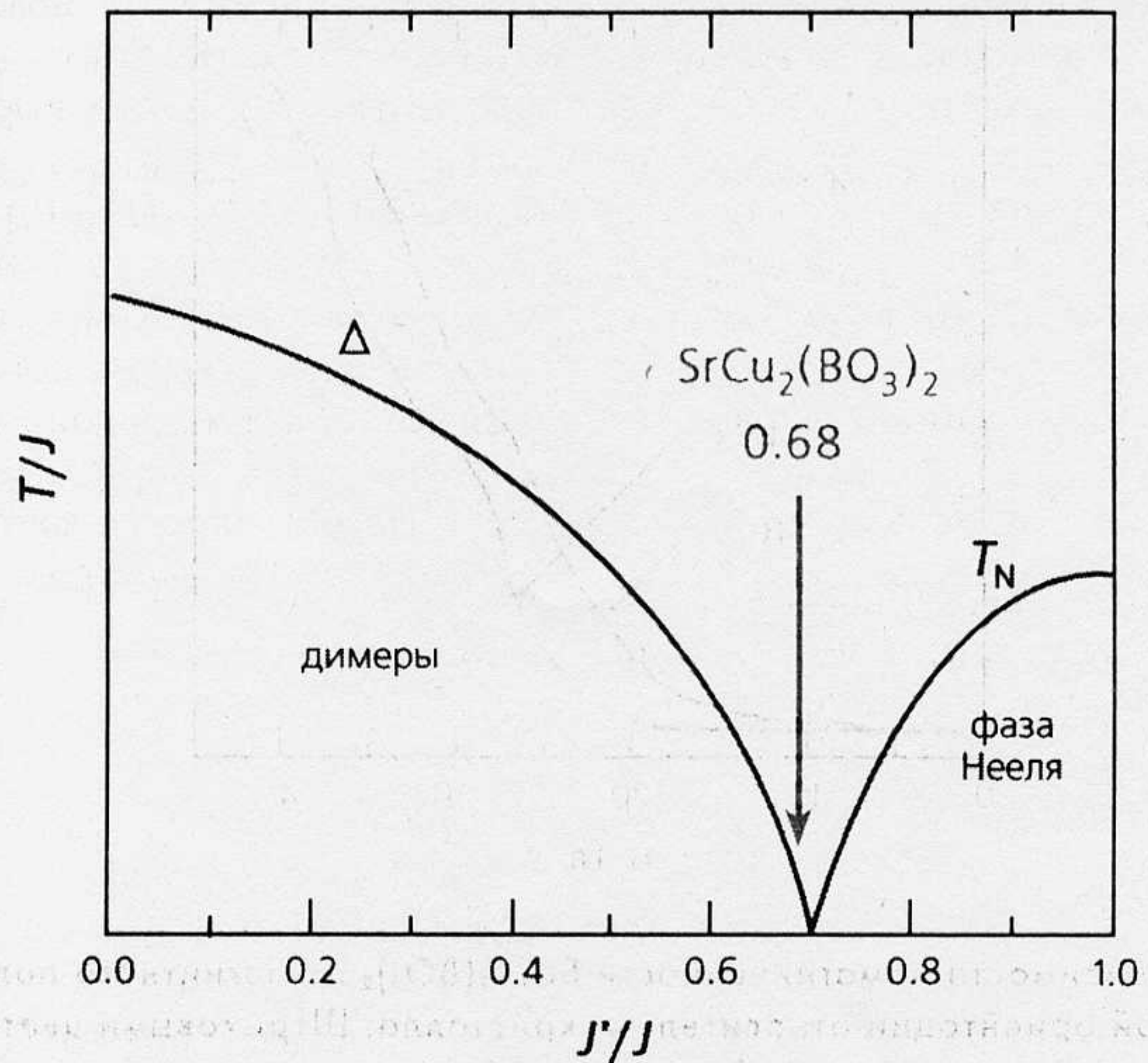


Рис.6. Теоретическая фазовая диаграмма, описывающая магнитные свойства сетки ортогональных димеров. При  $(J'/J)_c \approx 0.69$  происходит фазовый переход первого рода из димеризованного в антиферромагнитное состояние. Цветная стрелка указывает положение  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  на диаграмме.

магнитной восприимчивости,  
различие между параллельной  
и перпендикулярной намагни-  
ченностью можно приписать  
анизотропии фактора спектро-  
скопического расщепления.  
При увеличении магнитного по-  
ля  $H$  до  $\sim 20$  Тл триплетное воз-  
бужденное состояние «опуска-  
ется» по энергии до основного  
спин-синглетного. После этого,  
с дальнейшим ростом поля, на-  
магниченность  $M$  начинает на-  
растать, однако  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  де-  
монстрирует ступеньки на зави-  
симости  $M(H)$ , принципиально  
отличаясь поведением от клас-  
сических систем, в которых на-  
магниченность возрастает мо-  
нотонно. Плато на зависимос-  
тях  $M(H)$  видны на уровне  $M$   
в 1/8 и 1/4 доли полного маг-  
нитного момента ионов  $\text{Cu}^{2+}$ .  
Методом экстраполяции фа-  
зовые границы для плато 1/8  
были определены как 30.1–31.7  
Тл при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  и 26.7–28.6 Тл при  
 $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ . Для плато 1/4 эти же  
величины составили 39.1–41.6

Тл при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  и 35.0–39.0 Тл при  
 $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ . Такое поведение можно  
понять, если предположить, что  
при некоторых значениях маг-  
нитного поля разрушается синг-  
летное состояние части диме-  
ров, причем части строго опре-  
деленной: 1/8, 1/4 (хотя все ди-  
меры топологически эквива-  
лентны, разрушается почему-то  
лишь некоторая их избранная  
порция). В этой части системы  
спиновая щель оказывается пре-  
одоленной (вместо синглетов  
имеем триплеты), и получается,  
что с увеличением магнитного  
поля система последовательно  
проходит через состояния со  
спиновой щелью и бесщелевые  
состояния. В областях плато  
 $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  имеет энергетиче-  
ские зазоры между основным  
и низшим возбужденным состо-  
яниями, перехода в последнее  
не происходит, и намагничен-  
ность меняться не может. Между  
плато система не имеет щели  
в спектре спиновых возбужде-  
ний и намагниченность возрас-

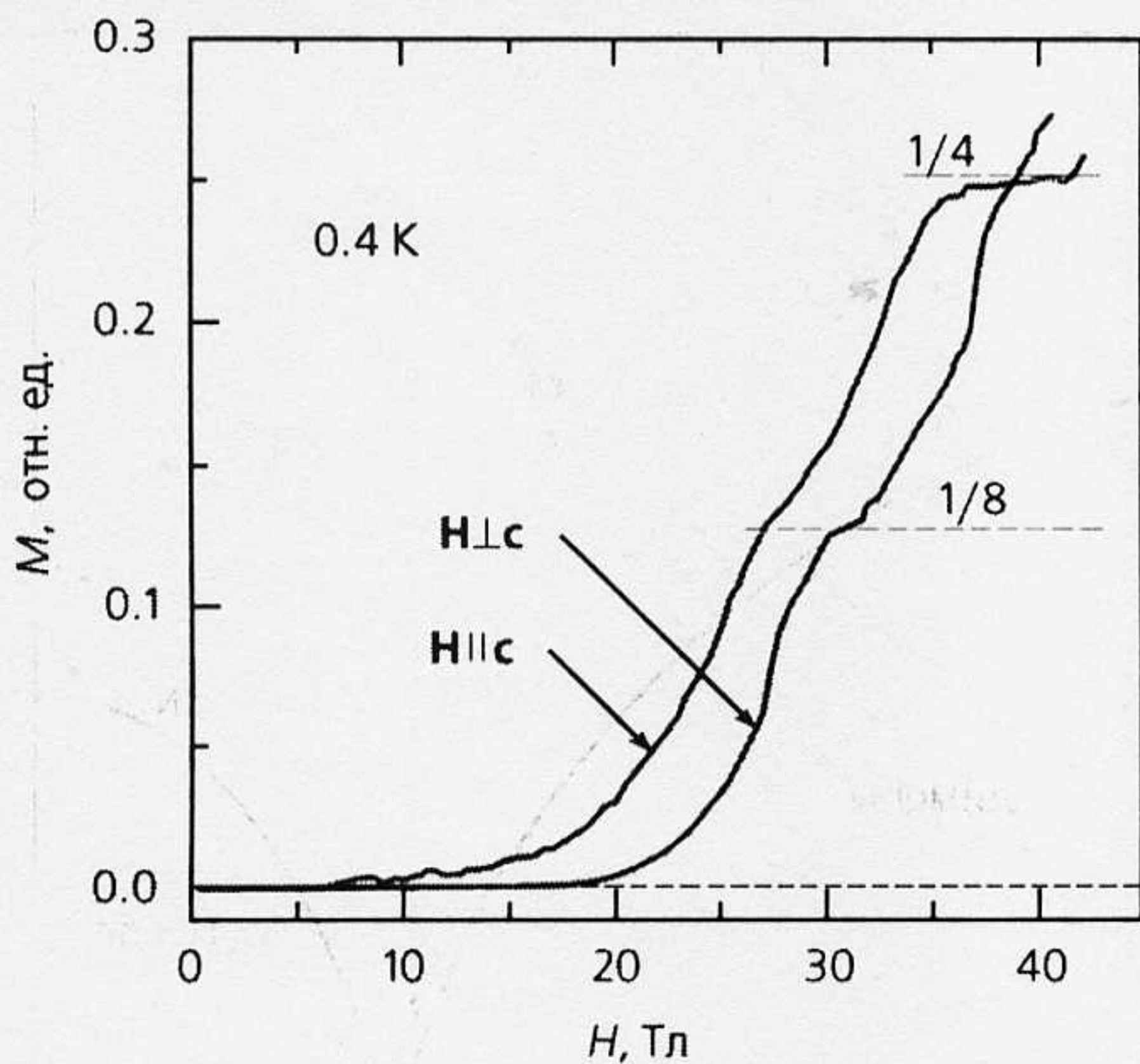


Рис.7. Зависимости намагниченности  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  от магнитного поля при его разной ориентации относительно кристалла. Штриховыми цветными линиями показаны плато «1/8» и «1/4». Значения намагниченности даны в величинах магнетона Бора в расчете на одну формульную единицу вещества.

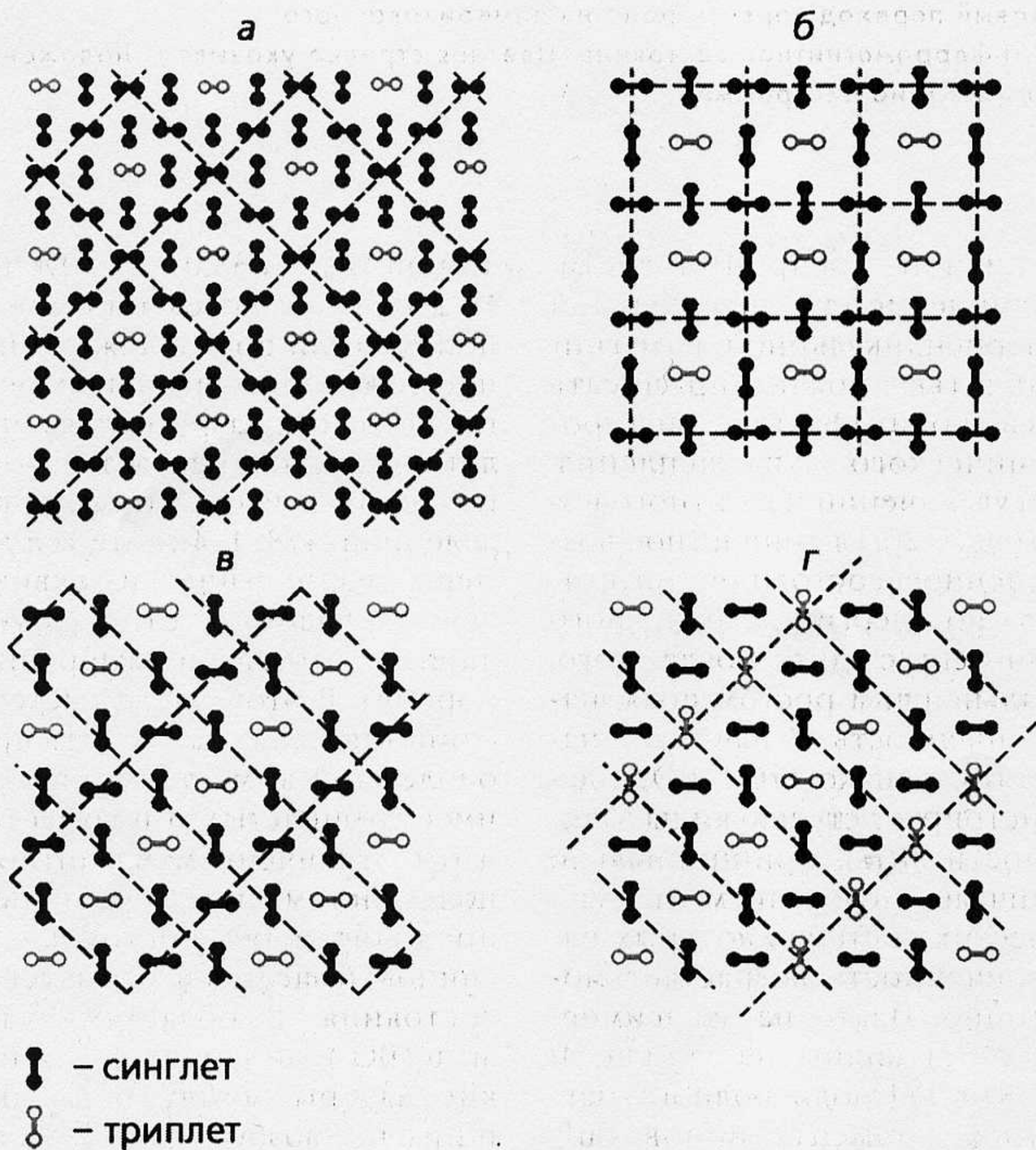


Рис.8. Расположение синглетных и триплетных (показаны цветом) состояний в структуре, соответствующее разрушению синглетных состояний в 1/8 (а), 1/4 (б, в) и 1/3 (г) части всех димеров (они становятся триплетами) и возникновению плато «1/8», «1/4», «1/3» (в, г — страйп-структуры).

тает монотонно, до тех пор, пока все имеющиеся в распоряжении триплеты не сориентируются по внешнему полю.

Поскольку плато появляются на уровнях  $1/n$  доли величины  $M$ , где  $n$  — число, явно обусловленное симметрией кристалла, естественно предположить, что возникающие разом триплетные возбуждения в решетке располагаются регулярно. Авторы [11] видят причину, по которой триплеты предпочитают упорядоченное состояние разупорядоченному, в чрезвычайно локализованном характере триплетных возбуждений, вытекающем из ортогональности ближайших друг к другу димеров. Теоретически переход триплетного возбуждения из одной кристаллографической позиции в другую в пределах одной плоскости разрешается лишь на уровне поправок шестого порядка в теории возмущений! Поскольку кристалл  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  обладает тетрагональной симметрией, необходимым условием для формирования упорядоченной структуры магнитных триплетов оказывается наличие квадратной магнитной элементарной ячейки, что и выполняется, как показано на рис.8,а и 8,б, для структур с «выводом из синглетного строя» 1/8 и 1/4 части ионов.

Совсем недавно независимые расчеты двух теоретических групп показали, что триплет-триплетные взаимодействия с соседями второго порядка (следующими за ближайшими) намного слабее взаимодействий с соседями третьего порядка. Это освобождает от необходимости иметь квадратную магнитную решетку для объяснения плато «1/4»: подходящая структура может быть сформирована магнитными полосками (страйпами), как показано на рис.8,в. В этом случае элементарная ячейка в плоскости представляет собой прямоугольный параллелепипед, в которой уже нет места соседям третьего порядка. Вдобавок еще одна страйп-структура была придумана для



плато «1/3», как показано на рис.8.2. Поскольку плато «1/3» не может появиться в квадратной магнитной решетке, наблюдение такого плато однозначно доказывает существование страйп-структур. Вскоре после этого предсказания эксперимент в импульсном поле до 60 Тл подтвердил наличие плато «1/3».

Из исследований физических свойств разнообразных

объектов при низких температурах становится все виднее глубокая общность процессов, ответственных за поведение сверхпроводников, низкоразмерных полупроводников и магнетиков. Так, плато на полевых зависимостях сопротивления наблюдаются в эпитаксиальных гетероструктурах и описываются на основе представлений о квантовом эффекте Холла [12]. Представления о страйп-

структурах как чередующихся полосках сверхпроводящей и нормальной фаз привлекают к объяснению свойств высокотемпературных сверхпроводников [13]. Уникальный металлооксид  $\text{SrCu}_2(\text{VO}_3)_2$  близок и к тем, и к другим системам. Поэтому особенно ценно, что его основное состояние поддается точному расчету, столь редкому для квантовомеханических систем. ■

### Литература

1. Hase M., Terasaki I., Uchinokura K. // Phys. Rev. Lett. 1993. V.70. P.3651—3654.
2. Darriet J., Regnault J.P. // Solid State Commun. 1993. V.86. P.409—412.
3. Azuma M., Hiroi Z., Takano M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V.73. P.3463—3466.
4. Taniguchi S., Nishikawa T., Yasui Y. et al. // J. Phys. Soc. Jpn. 1995. V.64. P.2758—2761.
5. Kageyama H., Yoshimura K., Stern R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V.82. P.3168—3171.
6. Shastry B.S., Sutherland B. // Physica. 1981. V.108B. P.1069—1070.
7. Kageyama H., Suzuki H., Nohara M. et al. // Physica B. 2000. V.281. P.667—668.
8. Smith R.W., Keszler D.A. // J. Solid State Chem. 1991. V.93. P.430—435.
9. Nofiri H., Kageyama H., Onizuka K. et al. // J. Phys. Soc. Jpn. 1999. V.68. P.2906—2909.
10. Lemmens P., Grove M., Fischer M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V.85. P.2605—2608.
11. Miyabara S., Yeda K. // Phys. Rev. Lett. 1999. V.82. P.3701—3704.
12. Пудалов В.М. Квантовый эффект Холла: глобальная картина явления // Природа. 1999. №2. С.16—28.
13. Tranquada J.M., Sternlieb B.J., Axe J.D. et al. // Nature. 1995. V.375. P.561—563.

### Они питались термитами

Палеоантропологи, изучающие останки гоминид, которые жили примерно 1.8 млн лет назад в Южной Африке, обычно считают их вегетарианцами: для охоты они были еще не приспособлены, а их крупные уплощенные зубы и мощные челюсти свидетельствуют об умении разжевывать грубую растительную пищу. Однако недавний анализ с использованием радиоактивных изотопов углерода указывает на такой состав пищи, который богат белками животного происхождения, т.е. мясом (Science. 2001. V.291. №5504. P.587. США).

В недавней совместной работе Ф.д'Эррико (F.d'Errico; Институт четвертичной геологии

и доисторического периода, Таланс, Франция) и антрополога Л.Блекуэлл (L.Blackwell; Витватерсрандский университет, Йоганнесбург, Южно-Африканская Республика) были подвергнуты микроскопическому анализу древнейшие костяные орудия труда из пещерных стоянок Сварткранс и Стеркфонтейн на территории ЮАР, известных находками останков австралопитека (*Australopithecus robustus*).

На костяных орудиях заметны характерные зарубки, нанесенные с некими определенными целями. При сопоставлении со следами, оставшимися от контакта с различными природными объектами или зубами животных, они разительно от них отличаются; не походят

они и на те, что могли возникнуть при выделке звериных шкур или при выкапывании из земли диких растений.

В наибольшей степени эти зарубки совпадают со следами на более поздних орудиях, которые предназначались для вскрытия ходов термитников, столь часто встречающихся в Южной Африке. Термиты богаты животными белками, которые так необходимы человеку, а его предкам они были куда более доступны, чем мясо зверей.

Видный палеоантрополог Дж.Ли-Торп (J.Lee-Thorp; Кейптаунский университет, ЮАР) тоже считает, что роль беспозвоночных в питании прачеловека до сих пор недооценивалась.

Рамейковская