

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук, посвященная 80-летию со дня рождения академика А.С. Боровика-Романова

(29 марта 2000 г.)

29 марта 2000 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук, посвященная 80-летию со дня рождения академика А.С. Боровика-Романова. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Гинзбург В.Л.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Сверхпроводимость: позавчера, вчера, сегодня, завтра.*

2. **Дмитриев В.В.** (Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва). *Новые моды ЯМР в сверхтекучем  $^3\text{He-B}$ .*

3. **Смирнов А.И.** (Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва). *Магнитный резонанс собственных и примесных дефектов спин-пайерсовского магнетика  $\text{CuGeO}_3$ .*

Расширенный текст первого доклада публикуется в этом номере на с. 619. Краткие тезисы двух других докладов публикуются ниже.

PACS numbers: 67.57.Lm, 76.60.-k

### Новые моды ЯМР в сверхтекучем $^3\text{He-B}$

В.В. Дмитриев

Сверхтекучесть  $^3\text{He}$  связана с куперовским спариванием в состоянии со спином и орбитальным моментом, равными единице. Наличие спина у куперовских пар и сложный вид параметра порядка приводят к разнообразию динамических магнитных свойств сверхтекучих фаз, и магнитные измерения (в частности, ядерный магнитный резонанс) являются, соответственно, одними из основных методов исследований сверхтекучего  $^3\text{He}$ . Эффективное использование магнитных методов предполагает ясное понимание спиновой динамики в сверхтекучих фазах. Вскоре после обнаружения сверхтекучести  $^3\text{He}$  А. Леггетт вывел систему уравнений, описывающих связанные движения намагниченности  $\mathbf{M}$  и параметра порядка [1]:

$$\dot{\mathbf{M}} = g\mathbf{M} \times \mathbf{H} + \mathbf{R}_D, \quad (1)$$

$$\dot{\mathbf{d}} = \mathbf{d} \times g \left( \mathbf{H} - \frac{\mathbf{M}}{\chi} \right), \quad (2)$$

где  $\mathbf{d} = \mathbf{d}(\mathbf{k})$  — параметр порядка в векторном представлении,  $\mathbf{k}$  — единичный вектор в орбитальном пространстве,  $\chi$  — восприимчивость,  $g$  — гиромагнитное отношение,  $\mathbf{H}$  — внешнее магнитное поле и  $\mathbf{R}_D$  — дипольный момент. В В-фазе сверхтекучего  $^3\text{He}$ , о которой дальше пойдет речь,  $\mathbf{d}(\mathbf{k}) = \hat{\mathbf{R}}\mathbf{k}$ ,  $\hat{\mathbf{R}}$  — матрица поворота спинового пространства, которую можно параметризовать углом поворота  $\theta$  вокруг некоторой оси  $\mathbf{n}$ . Дипольный момент возникает из-за энергии  $F_D \propto \Omega_B^2 (2\text{Tr} \hat{\mathbf{R}} - 1)^2$ , связанной с диполь-дипольным взаимодействием ядер  $^3\text{He}$  и зависящей от взаимной ориентации спинового и орбитального пространств (здесь  $\Omega_B$  — так называемая леггеттовская частота, характеризующая силу дипольного взаимодействия). Дипольная энергия минимальна при  $\theta = \theta_0 \approx 104^\circ$ .

Дипольная энергия во многом определяет устойчивые спин-орбитальные конфигурации, поэтому для поиска возможных динамических спиновых состояний весьма эффективным оказался метод минимизации дипольной энергии [2]. Ориентацию спинового и орбитальных пространств в этом случае удобно характеризовать с помощью единичных векторов  $\mathbf{s}$  и  $\mathbf{l}$ , где  $\mathbf{s}$  — единичный вектор в направлении намагниченности,  $\mathbf{l} = \hat{\mathbf{R}}\mathbf{s}$  — единичный вектор орбитального момента, указывающий направление анизотропии щели В-фазы в магнитном поле. Для прецессирующих состояний матрица  $\hat{\mathbf{R}}$  и, соответственно,  $F_D$  зависят от времени. Однако если  $\Omega_B \ll gH$ , то эту энергию можно усреднить по периодам быстрых движений [3], в качестве которых удобно выбрать частоту ( $\omega_M$ ) движения намагниченности, близкую к ларморовской ( $\omega_L = gH$ ), и частоту ( $\omega_d$ ) прецессии  $\mathbf{d}$  вокруг мгновенного направления  $\mathbf{M}$ , равную согласно (2)  $gM/\chi$ . Результаты усреднения зависят от соотношения между  $\omega_L$  и  $\omega_d$ , и наименьшая энергия достигается для так называемого "резонансного" случая, когда  $\omega_M = \omega_d$  и, соответственно,  $M \simeq \chi H$ .

Вскоре после открытия сверхтекучести  $^3\text{He}$  были экспериментально обнаружены и изучены ряд мод ЯМР — мода ЯМР на пространственном распределении (текстуре) параметра порядка (а), мода Бринкмана — Смита (б), продольные колебания (с) и пристеночная

(wall-pinned) мода (d) [4, 5]. Все эти моды соответствуют "резонансному" случаю или малым колебаниям вблизи таких выделенных спин-орбитальных конфигураций. В работе [2] предсказано существование еще нескольких (пока не обнаруженных экспериментально) мод ЯМР, соответствующих прецессии намагниченности с равновесным значением.

В экспериментах по поперечному ЯМР обычно наблюдаются первые две из перечисленных выше мод. В невозмущенном  $^3\text{He}$ -В текстура параметра порядка определяется совместным ориентирующим действием магнитного поля и стенок экспериментальной ячейки ( $\mathbf{l}$  перпендикулярно поверхности на стенках и  $\mathbf{l} \parallel \mathbf{H}$  вдали от них). При малых амплитудах радиочастотного (РЧ) поля (случай стандартного непрерывного ЯМР) текстура параметра порядка в среднем не изменяется, и возбуждается мода (а), соответствующая малым колебаниям намагниченности и параметра порядка относительно равновесной конфигурации. Линия поглощения при этом характеризуется пиком на ларморовской частоте и длинным "хвостом" в области частот  $\omega_L < \omega < \omega_L + (2\Omega_B^2/5\omega_L)$ . Мода Бринкмана – Смита (b) соответствует совместной прецессии  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{n}$  на ларморовской частоте (если угол отклонения намагниченности  $\beta < \theta_0$ ) при фиксированном значении  $\theta = \theta_0$  и наблюдается, как правило, в импульсных ЯМР-экспериментах, когда углы отклонения намагниченности достаточно велики и ориентирующее действие стенок можно не учитывать. При этом  $\mathbf{l} \parallel \mathbf{H}$  во всем объеме ячейки. Если  $\beta > \theta_0$ , то характер прецессии не изменяется, но она происходит на частоте, сдвинутой от ларморовской на величину  $-(4\Omega_B^2/5\omega_L)(1 + 4\cos\beta)$ .

В работе [6] было показано, что есть и другие выделенные случаи, для которых дипольная энергия минимальна и которые также называют "резонансными". В этих случаях величина намагниченности равна  $M_0/2$  или  $2M_0$  (здесь  $M_0 = \chi H$ ), и, соответственно, параметр порядка движется вдвое медленнее либо вдвое быстрее  $\mathbf{M}$ . В зависимости от условий (например, от сдвига частоты от ларморовской при наличии РЧ-поля) минимуму энергии могут соответствовать разные спин-орбитальные конфигурации. Получить и исследовать одно из этих состояний (с  $M = M_0/2$ ) на практике удалось совсем недавно в экспериментах, проведенных в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы и Хельсинкском техническом университете [7]. В этих экспериментах использовались ячейки в виде цилиндра, закрытого с обеих сторон, с характерными размерами 4–7 мм, причем с остальной частью экспериментальной камеры ячейки соединялись посредством узкого и длинного канала.

Эксперименты проводились при фиксированной частоте накачки  $\omega_{rf}$  методом поперечного непрерывного ЯМР при больших амплитудах РЧ-поля  $H_{rf} \geq 0,01$  Э (отметим, что  $\omega_M = \omega_{rf}$ ). При низких температурах наблюдалась упомянутая выше мода (а) ЯМР на текстуре. Однако было обнаружено, что при температурах  $T \geq 0,98T_c$  ( $T_c$  — температура перехода  $^3\text{He}$  в сверхтекучее состояние, меняющаяся от 0,93 до 1,93 мК в использованном в экспериментах диапазоне давлений 0–12 бар) форма линии ЯМР качественно изменяется.

На рисунке 1 показаны экспериментальные записи сигнала дисперсии, полученные при прохождении линии полем при медленном отогреве образца  $^3\text{He}$ . Отметим,

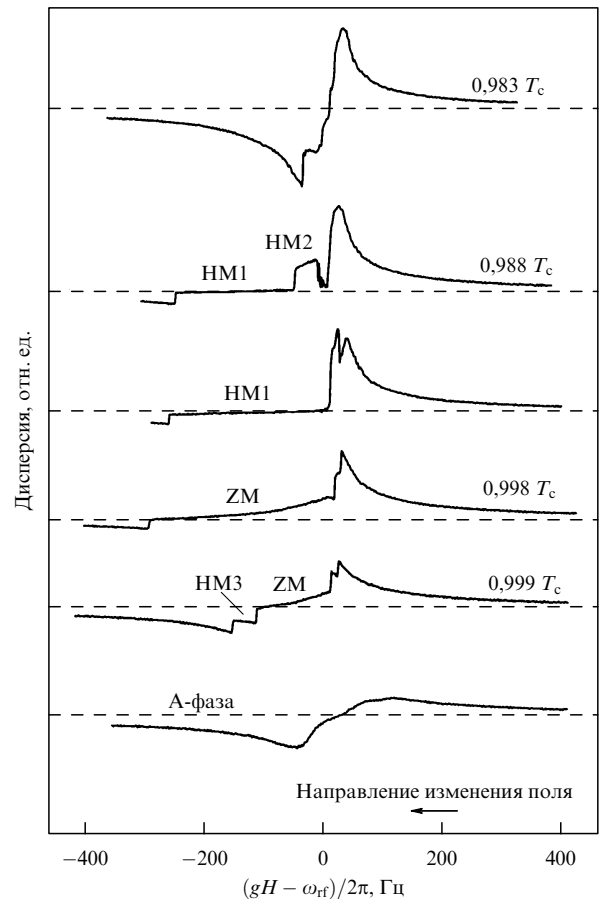


Рис. 1. Сигналы дисперсии, полученные при медленном отогреве до А-фазы. Состояния с неравновесной величиной намагниченности помечены знаками. Штриховые линии соответствуют нулевому уровню для соответствующей кривой. Поглощение много меньше дисперсии и не показано.  $\omega_{rf}/2\pi = 461$  кГц. Стрелка указывает направление сканирования поля.

что особенности, видные на сигналах, хорошо повторяются и в большинстве случаев проявляют гистерезис. Аналогичные особенности в виде скачков есть и на соответствующих линиях поглощения, а также возникают при прохождении линии в другом направлении.

Для того чтобы понять природу возникающих особенностей было проведено численное моделирование эксперимента. При этом решалась полная система уравнений Леггетта в переменных  $\mathbf{M}$ ,  $\mathbf{n}$  и  $\theta$  в пространственно однородном случае и моделировалось прохождение линии ЯМР с параметрами, близкими к параметрам в реальных экспериментах. Оказалось, что в численном моделировании хорошо воспроизводилось не только большинство особенностей, обнаруженных на эксперименте, но и их последовательность возникновения по мере повышения температуры.

Полученные результаты указывали на то, что данные особенности связаны с переходами между различными прецессирующими состояниями и позволили провести их предварительную идентификацию. Выяснилось, что в присутствии РЧ-поля могут возникать несколько состояний прецессии с  $M = M_0/2$  (Half-Magnetization, НМ-состояния), отличающихся ориентацией и характером движения  $\mathbf{l}$  и намагниченности, некоторые из которых отмечены на рис. 1 соответствующими символами (НМ1,

НМ2 и НМ3). Кроме этого, оказалось, что состояние, отмеченное как ZM (Zero-Magnetization), соответствует прецессии с  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$  со значением намагниченности, заметно меньшим равновесного ( $M < 0,3M_0$ ). Возможность существования такой моды ЯМР была впервые рассмотрена в работе [8], однако дальнейший анализ показал, что наблюдаемое как на эксперименте, так и в численном моделировании состояние ZM не соответствует предсказанному в работе [8], где рассматривался случай прецессии с  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$ . Отметим также, что всего в описанных выше и последующих экспериментах [9, 10] наблюдалось шесть разновидностей НМ-состояния, четыре из которых не удастся описать аналитически, даже если при минимизации энергии системы учесть наличие РЧ-поля и сдвиг частоты от ларморовской.

Для окончательной идентификации обнаруженных состояний прецессии был проведен эксперимент по прямому измерению величины намагниченности. Для этого в некотором состоянии прецессии развертка внешнего магнитного поля  $H$  прекращалась. Затем РЧ-поле, поддерживающее это состояние, выключалась, и одновременно с этим на образец подавался мощный РЧ-импульс, отклоняющий намагниченность на  $90^\circ$ , и записывался сигнал свободной индукции. Такой эксперимент повторялся многократно с различными фазами РЧ-импульса. Сравнивая начальную амплитуду полученных сигналов с начальной амплитудой сигнала свободной индукции, записанного после подачи такого же импульса в невозмущенном нормальном  $^3\text{He}$ , можно судить о величине намагниченности и об угле ее отклонения от равновесного положения в данном состоянии. Оказалось, что во *всех* состояниях, отмеченных как НМ,  $M = 0,50 \pm 0,03M_0$  (рис. 2). Угол отклонения намагниченности обычно мал (менее  $10^\circ$ ), за исключением двух (из обнаруженных шести) НМ-состояний, где он становится большим при малых сдвигах частоты от ларморовской. Величина намагниченности в состоянии ZM изменялась от  $0,3M_0$  до неизмеримо малого значения ( $M < 0,02M_0$ ) в зависимости от величины сдвига частоты от ларморовской и температуры, что согласуется с результатами численного моделирования. Результаты моделирования позволяют понять процесс формирования состояний с неравновесной величиной намагниченности: они формируются при прохождении резонанса, когда угол  $\beta$  растет и становится близок к  $180^\circ$ . Далее намагниченность релаксирует вдоль прямой  $M_\perp$  к состоянию ZM или НМ. При температурах близких к  $T_c$  такой сценарий легко реализуется при достаточно большой амплитуде РЧ-поля. При более низких температурах отклонить намагниченность на угол, заметно превышающий  $104^\circ$ , практически невозможно из-за возникающего дипольного сдвига частоты.

Как следует из уравнения (2), в отсутствие РЧ-поля параметр порядка в НМ-состояниях прецессирует вокруг мгновенного направления  $\mathbf{M}$  с частотой  $\omega_d = gM/\chi = (1/2)\omega_L$ . Это приводит к осцилляциям  $\mathbf{R}_D$  с этой частотой и, соответственно, в движении  $\mathbf{M}$  должна появиться составляющая, осциллирующая с частотой  $(1/2)\omega_L$ . Можно показать, что ее амплитуда порядка  $(\Omega_B/\omega_L)^2$  от  $M_0$ . Такие малые осцилляции намагниченности в НМ-состояниях рассмотрены теоретически в [11], где было найдено, что в присутствии РЧ-поля в движении всех трех компонент  $\mathbf{M}$  возникают гармоники на частотах  $(1/2)\omega_M$ ,  $(3/2)\omega_M$ ,  $(5/2)\omega_M$  и  $\omega_M$ ,  $2\omega_M$ ,  $3\omega_M$ .

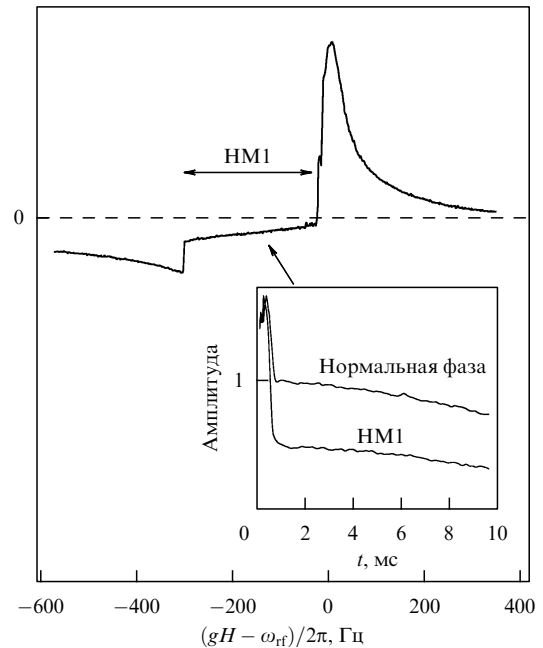


Рис. 2. Сигнал дисперсии, включающий состояние НМ1. На вставке приведены амплитуды сигналов свободной индукции от состояния НМ1 и нормального  $^3\text{He}$ , полученных после выключения непрерывной накачки и подачи  $90^\circ$ -ного отклоняющего РЧ-импульса в поле, отмеченном стрелкой. Выброс в начальной части сигналов индукции связан с перегрузкой приемной схемы из-за отклоняющего импульса.  $\omega_{rf}/2\pi = 334$  кГц;  $T = 0,993T_c$ .

Следует отметить, что существование гармоник на дробных частотах весьма необычно для ЯМР-экспериментов. Такие дробные гармоники действительно были недавно обнаружены на эксперименте [10]. Эксперимент ставился следующим образом. Вокруг ячейки с  $^3\text{He}$  была намотана дополнительная ЯМР-катушка с осью, направленной вдоль постоянного внешнего магнитного поля, которая и служила детектором дробных гармоник. Так как амплитуда гармоник была примерно в  $10^5$  раз меньше, чем амплитуда сигнала на основной частоте, то для повышения чувствительности использовался холодный ЯМР-контур, а сама катушка была изготовлена из сверхпроводника. Резонансная частота контура выбиралась равной  $1/2$  или  $3/2$  от частоты РЧ-накачки. НМ-состояния формировались методом поперечного непрерывного ЯМР так же, как описано выше. Одновременно с прохождением резонансной линии с холодного контура записывался сигнал на выбранной дробной частоте. На рисунке 3 приведены сигнал дисперсии (нижняя кривая), полученный прохождением линии при увеличении внешнего магнитного поля, и записанный одновременно с холодного ЯМР-контура полный сигнал на половинной частоте (верхняя кривая). Видно, что в области существования состояния НМ6 возникает заметный сигнал на половинной частоте (в другом эксперименте был обнаружен также сигнал на частоте  $3/2$  от частоты накачки). Отметим также, что гармоники на дробной частоте были обнаружены в состоянии НМ3. В то же время в других НМ-состояниях дробные гармоники не были обнаружены. Это, возможно, объясняется тем, что согласно численному моделированию в этих состояниях параметр порядка движется с частотой, заметно (на величину  $\sim 0,2 \div 2$  кГц) отличающейся от  $(1/2)\omega_{rf}$ , причем это

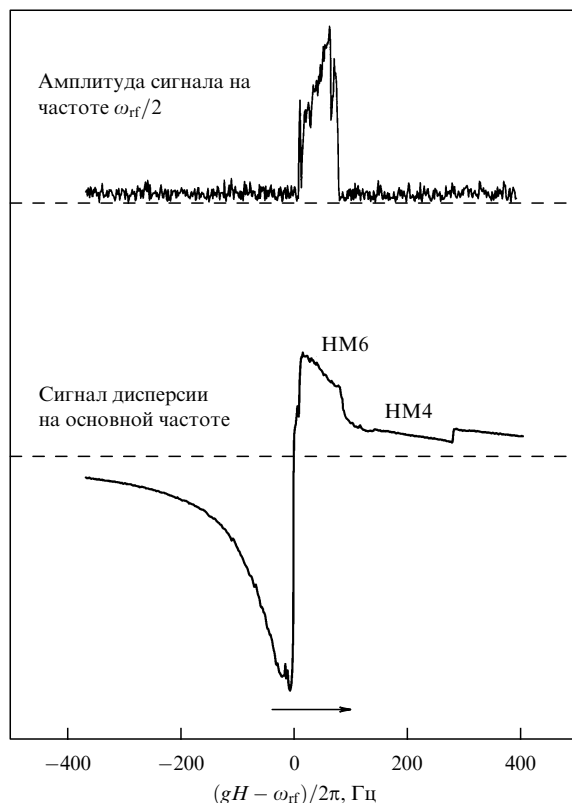


Рис. 3. Сигнал дисперсии на частоте  $\omega_{rf}$  (внизу) и амплитуда сигнала на дробной ( $\omega_{rf}/2$ ) частоте (вверху). Стрелка указывает направление сканирования поля.  $\omega_{rf}/2\pi = 1699$  кГц, добротность холодного контура  $Q = 7000$ ,  $T \approx 0,98T_c$ .

отличие меняется в зависимости от сдвига частоты. Из-за остаточной неоднородности внешнего магнитного поля ( $(2 \div 5) \times 10^{-5}$  в данных экспериментах) эти осцилляции в разных частях экспериментальной ячейки должны быстро расфазироваться после формирования состояний.

Таким образом, в результате описанных выше экспериментов был обнаружен ряд новых мод ЯМР, соответствующих устойчивым состояниям прецессии с величиной намагниченности, существенно отличной от равновесной. Последующие эксперименты [9] показали, что, будучи образованными, эти состояния можно охладить до значительно более низких температур (по крайней мере до  $0,7T_c$ ). В этой связи интересно исследовать НМ-состояния при еще более низких температурах, где они должны проявлять фазовую жесткость, т.е. свободная прецессия в НМ-состоянии должна быть пространственно однородной, даже в неоднородном магнитном поле [7]. Такая фазовая жесткость известна для моды Бринкмана – Смита. Она связана с протеканием сверхтекучих спиновых токов, что приводит к формированию однородно прецессирующего домена [12].

Автор признателен коллегам, участвовавшим в описанных экспериментах, а также Министерству науки и технологий РФ и Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку.

## Список литературы

1. Leggett A J *Rev. Mod. Phys.* **47** 331 (1975)
2. Volovik G E *J. Phys.: Cond. Matter* **5** 1759 (1993)

3. Fomin I A *J. Low Temp. Phys.* **31** 509 (1978)
4. Vollhardt D, Wölfle P *The Superfluid Phases of  $^3\text{He}$*  (London: Taylor & Francis, 1990)
5. Brinkman W, Smith H *Phys. Lett. A* **53** 43 (1975)
6. Kharadze G, Vachnadze G *Письма в ЖЭТФ* **56** 474 (1992)
7. Dmitriev V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 86 (1997)
8. Сонин Э Б *ЖЭТФ* **94** 100 (1988)
9. Eltsov V B et al. *J. Low Temp. Phys.* **113** 645 (1998)
10. Дмитриев В В, Косарев И В, Понарин Д В *Письма в ЖЭТФ* **69** 200 (1999)
11. Kharadze G A, Suramlishvili N G, Vachnadze G E *ФНТ* **23** 803 (1997)
12. Боровик-Романов А С и др. *ЖЭТФ* **88** 2025 (1985); Фомин И А *ЖЭТФ* **88** 2039 (1985)

PACS numbers: 75.10.Jm, 76.60.-k, 76.90.+d

## Магнитный резонанс собственных и примесных дефектов спин-пайерлсовского магнетика $\text{CuGeO}_3$

А.И. Смирнов

### 1. Введение

Спин-пайерлсовский переход представляет собой яркое явление в физике низкоразмерных магнетиков. Этот переход был обнаружен в кристаллах, содержащих цепочки магнитных ионов со спином  $S = 1/2$ , связанных обменным взаимодействием антиферромагнитного типа. Межцепочечное взаимодействие должно быть значительно слабее внутрицепочечного. Фазовый переход в спин-пайерлсовское состояние заключается в возникновении димеризации магнитных атомов в цепочках — спины разбиваются на пары, расстояние между магнитными ионами в парах меньше, чем между ионами из соседних пар. При этом обменное взаимодействие становится альтернированным, т.е. обменный интеграл поочередно принимает значения  $J(1 + \delta)$ ,  $J(1 - \delta)$ . Этот переход сопровождается выигрышем в обменной энергии, превосходящим проигрыш в упругой энергии кристалла [1]. Перестройка решетки оказывается коррелированной во всех трех измерениях, т.е. димеры расположены на упорядоченной подрешетке. Ниже точки описанного перехода вследствие альтернирования обменного взаимодействия появляется так называемая спиновая энергетическая щель, отделяющая основное синглетное состояние от спектра триплетных возбуждений. Таким образом, кристалл становится немагнитным при низких температурах: ниже точки перехода восприимчивость экспоненциальным образом должна обратиться в нуль.

Несмотря на обилие квазиодномерных магнитных структур, спин-пайерлсовский переход обнаружен лишь в нескольких органических соединениях и одном неорганическом. Первым и пока единственным неорганическим веществом, демонстрирующим явление спин-пайерлсовского перехода, является  $\text{CuGeO}_3$  [2]. Для этого соединения получены совершенные монокристаллы, позволяющие проводить всесторонние кристаллографические и магнитные исследования, включая упругое и неупругое рассеяние нейтронов. Кроме того, здесь оказалось возможным проводить замещение магнитных ионов  $\text{Cu}^{2+}$  на немагнитные ( $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Mg}^{2+}$ ) или магнитные ( $\text{Ni}^{2+}$ ) ионы.