

Ядерная спин-спиновая релаксация в двухфазных твердых растворах ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ при сверхнизких температурах

Н. П. Михин, А. В. Полев, Э. Я. Рудаковский,
Е. В. Сырников, В. А. Шварц

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 61164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: mikhin@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 14 января 2000 г.

В области температур 1–250 мК проведены измерения времен спин-спиновой релаксации в твердом растворе ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ до и после фазового расслоения. Использована методика спинового эха, позволившая разделить вклады обеих расслоившихся фаз в магнитную релаксацию. Установлено, что в концентрированной фазе время спин-спиновой релаксации практически не зависит от температуры выше 50 мК и описывается теми же обменными механизмами, что и в чистом ${}^3\text{He}$. В разбавленной фазе время релаксации обратно пропорционально концентрации и согласуется с соответствующими значениями для однородных растворов. При этом доминирующий вклад в процессы спин-спиновой релаксации вносит туннельный обмен ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$. При самых низких температурах обнаружено также аномальное поведение спинового эха, которое может быть связано с проявлением квазиодномерной диффузии.

В області температур 1–250 мК проведено вимірювання часів спин-спінової релаксації в твердому розчині ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ до і після фазового розшарування. Використано методику спінової луни, яка дозволяла розділити внески обох фаз, що розшарувалися, в магнітну релаксацію. Встановлено, що в концентрованої фазі час спин-спінової релаксації практично не залежить від температури вище 50 мК і може бути описан тими ж обмінними механізмами, що і в чистому ${}^3\text{He}$. У розбавленій фазі час релаксації є зворотно пропорційним концентрації і узгоджується з відповідними значеннями для однорідних розчинів. При цьому домінуючий внесок в процесі спин-спінової релаксації вносить тунельний обмін ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$. При самих низьких температурах виявлена також аномальна поведінка спінової луни, яка може бути пов'язана з виявом квазіодновимірної дифузії.

PACS: 67.80.Jd

1. Введение

Квантовая природа кристаллов гелия очень наглядно проявляется в магнитных свойствах твердого ${}^3\text{He}$ и растворов ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$. Большие нулевые колебания атомов ${}^3\text{He}$ приводят к сильному обменному взаимодействию и делают заметной вероятность туннелирования атомов. Эти процессы играют доминирующую роль в ядерной магнитной релаксации в квантовых кристаллах. Подробные исследования, выполненные в этом направлении в чистом ${}^3\text{He}$ [1–5], показали, что времена спин-решеточной T_1 и спин-спиновой T_2 релаксации при достаточно низких температурах имеют обширную область обменного плато, где величины T_1 и T_2 не зависят от температуры.

Обменный механизм ядерной магнитной релаксации был обнаружен и в экспериментах с твердыми растворами ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ [6–11], которые были проведены в однофазной области при различных концентрациях и молярных объемах как в ОЦК, так и в ГПУ фазах. При этом, как было показано в [8] на основе теории Торри [12], в растворах наряду с туннельным обменом соседних атомов ${}^3\text{He}$ – ${}^3\text{He}$ существенным является взаимный обмен ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$. Эффект зависит от концентрации и молярного объема раствора.

При сверхнизких температурах твердые растворы ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ позволяют реализовать еще одну интересную квантовую систему — двухфазный кристалл, который образуется в результате фазо-

вого расслоения и состоит из концентрированной и разбавленной фаз. В частности, в слабых растворах ^3He в ^4He при достаточно высоких давлениях образуются небольшие включения концентрированной ОЦК фазы, расположенные в кристаллической матрице разбавленной ГПУ фазы. По мере понижения температуры концентрация ^3He во включении приближается к единице, а матрица становится практически чистым ^4He .

Исследование процессов магнитной релаксации в таких двухфазных системах началось лишь в последнее время [13–16] и было в основном посвящено спин-решеточной релаксации. Эксперименты [13] показали, что в концентрированной фазе расслоившегося раствора область обменного плато для времени релаксации T_1 , в отличие от объемного ^3He , наблюдается во всей температурной области существования этой фазы и простирается вплоть до милликельвиновых температур. В разбавленной фазе время T_1 растет с понижением температуры, что отражает его концентрационную зависимость, а значения T_1 практически совпадают с соответствующими значениями для однофазных (нерасслоившихся) растворов той же концентрации в области обменного плато.

Данная работа посвящена исследованию спин-спиновой релаксации твердого раствора ^3He – ^4He в широкой области температур как в однофазной области (до расслоения), так и в области, где сосуществуют концентрированная и разбавленная фазы. Основное внимание уделяется сопоставлению полученных данных с теоретическими и экспериментальными результатами для чистого ^3He и однофазных растворов соответствующих концентраций.

2. Методика эксперимента

В работе использована описанная ранее экспериментальная ячейка, которую охлаждали с помощью рефрижератора ядерного размагничивания [17]. Цилиндрические образцы твердых растворов ^3He – ^4He диаметром 4 мм и длиной 20 мм выращивали из исходной газовой смеси, содержащей 3,18% ^3He , методом блокировки капилляра. После отжига вблизи температуры плавления в течение суток молярный объем образцов составлял $20,3 \pm 0,05 \text{ см}^3/\text{моль}$. Охлаждение образцов осуществляли ступеньками по 10 мК с последующей стабилизацией температуры. Измерения проводили в диапазоне температур 1–250 мК. Температуру образца определяли кристаллизационным термометром с ^3He , расположенным на

том же массивном серебряном холодоподводе, что и ячейка образца.

Для ЯМР-измерений использовали импульсный спектрометр, работающий на частоте 250 кГц. Относительная неоднородность магнитного поля в объеме образца составляла $\approx 10^{-4}$. Измерения времени спин-спиновой релаксации T_2 проводили в основном методом спинового эха, возникающего после последовательности импульсов 90° – τ – 180° . При этом амплитуду эха h для каждого значения временного промежутка τ определяли как среднее значение десяти измерений с интервалом времени Δt между измерениями. Затухание h в общем случае описывается выражением

$$h(2\tau) = h_0 \exp\left(-\frac{2\tau}{T_2} - \frac{2}{3} \gamma^2 G^2 \tau^3 D\right), \quad (1)$$

где первый член в экспоненте определяет спин-спиновую релаксацию, а второй — диффузионное затухание, h_0 — максимальное значение амплитуды эха, G — градиент магнитного поля, γ — гиромагнитное отношение. Оценка показывает, что при $D \sim 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$ и $G \sim 10^{-2} \text{ Гс}/\text{см}$ влияние второго члена в (1) становится заметным лишь при $\tau > 10 \text{ с}$. Поэтому в эксперименте обычно использовали значения τ , не превышающие 0,5 с. Эхо-сигнал регистрировали с помощью цифрового запоминающего осциллографа «Tektronix». При этом погрешность значений T_2 , полученных в результате компьютерной обработки первичных экспериментальных данных $h(2\tau)$ методом наименьших квадратов по формуле (1), не превышала 10% и в основном определялась радиопомехами.

При высоких температурах (обычно выше температуры расслоения T_{ps}) времена спин-спиновой релаксации в однородном (нерасслоившемся) исходном растворе T_2^0 определяли по затуханию сигнала свободной индукции (ССИ) после приложения 90° импульса. Сигнал свободной индукции также регистрировался с помощью цифрового запоминающего осциллографа «Tektronix» и подвергался последующей компьютерной обработке в предположении, что текущее значение амплитуды ССИ $U(t)$ описывается экспонентой:

$$U(t) = U_0 \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right), \quad (2)$$

где U_0 — максимальное значение амплитуды ССИ, а T_2^* — наблюдаемое время затухания сигнала свободной индукции. Время T_2^* связано с

истинным временем спин-спиновой релаксации T_2^0 соотношением

$$(T_2^*)^{-1} = (T_2^0)^{-1} + \gamma G d, \quad (3)$$

где d — характерный размер образца в направлении градиента магнитного поля G . Оценки показывают, что в условиях данного эксперимента уширение резонансной линии из-за градиента магнитного поля $\gamma G d \approx 60$ Гц $\ll 1/T_2^0$ пренебрежимо мало, и в пределах точности измерений наблюдаемое время затухания сигнала свободной индукции T_2^* можно считать близким к истинному времени спин-спиновой релаксации T_2^0 .

Именно по этой причине оказалось затруднительным измерение T_2^0 методом спинового эха при высоких температурах. Если второе слагаемое в экспоненте (1) пренебрежимо мало, то, учитывая, что $U_0 \geq h_0$ [18], зависимости (1) и (2) почти совпадают, и поэтому эхо-сигнал практически невозможно выделить на фоне ССИ.

Отметим, что метод ССИ неприменим для измерения T_2 в распавшемся твердом растворе в случае, если концентрированная ОЦК фаза характеризуется большими T_2 (120–200 мс), поскольку наблюдавшееся при этом время затухания ССИ в этой фазе ($T_2^* \approx 16$ мс $\sim 1/(60$ Гц)) определяется в основном градиентом магнитного поля в соответствии с формулой (3).

3. Температурная зависимость времен спин-спиновой релаксации

В двухфазной структуре твердых растворов ^3He – ^4He каждая из фаз — концентрированная и разбавленная — характеризуется своими собственными значениями времен спин-спиновой и спин-решеточной релаксации и вносит свой вклад в амплитуду эхо-сигнала:

$$h \approx h_0 \left\{ A \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_1^c}\right) \right] \exp\left(-\frac{2\tau}{T_2^c}\right) + (1 - A) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_1^d}\right) \right] \exp\left(-\frac{2\tau}{T_2^d}\right) \right\}. \quad (4)$$

Здесь первое слагаемое описывает вклад концентрированной фазы с временами спин-решеточной T_1^c и спин-спиновой T_2^c релаксации; второе — вклад разбавленной фазы с временами T_1^d и T_2^d соответственно; $A < 1$ — относительная доля ^3He , содержащегося в концентрированной фазе, Δt — время выжидания между последовательностями импульсов.

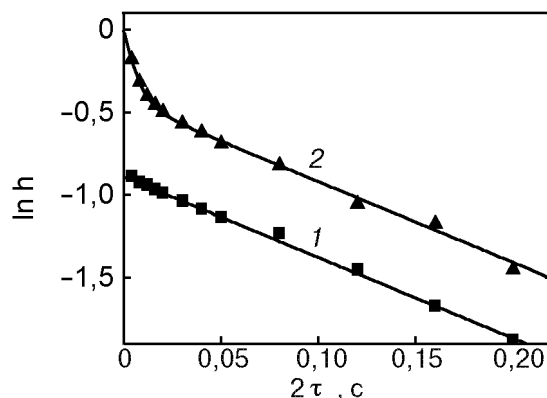


Рис. 1. Затухание эхо-сигнала в двухфазном кристалле при температуре 192 мК для различных времен ожидания Δt , с: 0,3 (1) и 100 (2). Сплошные линии — результаты обработки по формуле (4) с параметрами $A = 0,25$, $T_2^c = 205$ мс, $T_2^d = 6,5$ мс (см. текст).

Из формулы (4) следует, что большое различие во временах спин-решеточной релаксации для обеих дочерних фаз расслоившегося образца [13] позволяет выделять вклад концентрированной фазы в амплитуду эхо-сигнала. При малом времени выжидания для восстановления намагниченности $\Delta t \sim T_1^c \ll T_1^d$ вклад разбавленной фазы оказывается пренебрежимо малым — в меру недовосстановленной намагниченности и малого содержания ^3He в этой фазе, т.е. вторым слагаемым в (4) в этом случае можно пренебречь. Если же выбрать Δt много больше T_1^d , то в обеих дочерних фазах происходит полное восстановление равновесной намагниченности, и зависимость амплитуды эха от τ можно использовать для разделения вклада обеих фаз, характеризующихся разными временами спин-спиновой релаксации.

На рис. 1 представлены типичные результаты измерений T_2 в двухфазном образце для коротких (кривая 1) и длинных (кривая 2) времен выжидания Δt . Сплошные линии на рис. 1 — результат обработки экспериментальных данных по формуле (4) методом наименьших квадратов с подгоночными параметрами A , T_2^c , T_2^d . При этом сомножители, содержащие времена спин-решеточной релаксации T_1^c и T_1^d , являются константами. Для малых Δt наблюдается одна экспонента, соответствующая вкладу концентрированной фазы, а при больших Δt — две экспоненты, отражающие вклад обеих фаз.

Следует отметить, что при понижении температуры содержание ^3He в разбавленной фазе падает в соответствии с фазовой диаграммой, поэтому относительный вклад в сигнал ЯМР этой фазы уменьшается и ниже ~ 180 мК становится сравнимым с уровнем шумов усилительного тракта

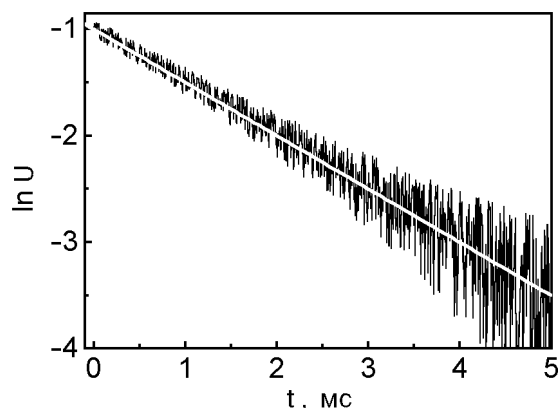


Рис. 2. Затухание сигнала свободной индукции после приложения 90° импульса в исходном однородном образце при 220 мК. Прямая линия — результат обработки методом наименьших квадратов согласно (2).

спектрометра. По этой причине время T_2^d измеряли лишь в температурном интервале 180–200 мК.

В области высоких температур, как уже указывалось, время спин-спиновой релаксации определяли по затуханию ССИ. На рис. 2 представлен вид ССИ, полученного после приложения 90° импульса в однородном исходном образце при $T = 220$ мК. Как видно на рисунке, затухание амплитуды ССИ хорошо описывается экспонентой вплоть до уровня шумов. Прямая линия на рис. 2 — результат обработки ССИ согласно (2) методом наименьших квадратов — соответствует значению $T_2^0 = 2,1$ мс.

Полученные таким образом значения T_2 во всей исследуемой области температур представлены на рис. 3. В исходном ГПУ растворе время спин-спиновой релаксации T_2^0 не зависит от температуры и хорошо согласуется с полученными ранее результатами [6–9,11] для однородных твердых растворов ^3He – ^4He в области обменного

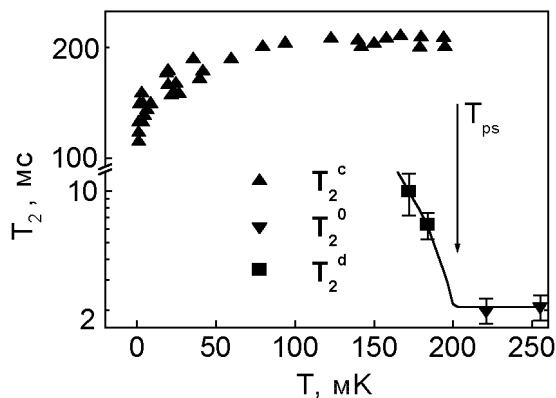


Рис. 3. Температурная зависимость времен спин-спиновой релаксации в растворе до и после фазового расслоения. Стрелка указывает температуру фазового перехода.

плато с учетом концентрации и молярного объема раствора.

Ниже температуры расслоения, после образования двухфазного кристалла, регистрировались два времени спин-спиновой релаксации — короткое и длинное. В соответствии с описанной выше методикой разделения вкладов обеих фаз в амплитуду эхо-сигнала было установлено, что длинные времена релаксации T_2^c соответствуют концентрированной фазе, а короткие T_2^d — разбавленной фазе.

3.1. Концентрированная фаза

Поскольку концентрированная фаза расслоившегося раствора ^3He – ^4He при сверхнизких температурах, согласно фазовой диаграмме, соответствует по концентрации практически чистому ^3He , естественно сопоставить полученные данные о T_2^c с соответствующими результатами для объемного твердого ^3He . Как видно на рис. 3, величина T_2^c практически не зависит от температуры в области температур 50–200 мК и составляет $0,21 \pm 0,02$ с. Независимость T_2^c от температуры позволяет предположить, что механизм спин-спиновой релаксации определяется, как и в чистом ^3He , обменными процессами, связанными с туннельным движением атомов.

Для области обменного плато время T_2 в твердом ^3He выражается следующим образом [1]:

$$(T_2^c)^{-1} = \frac{2}{3} \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{M_2}{\omega_E} \left(\frac{3}{2} + \frac{5}{2} e^{-\omega_0^2/2\omega_E^2} + e^{-2\omega_0^2/\omega_E^2} \right), \quad (5)$$

где ω_0 — ларморовская частота; ω_E — частота туннельного обмена соседних атомов; M_2 — второй магнитный момент Ван Флека, который можно рассчитать для ОЦК кристалла с молярным объемом V , используя соотношение [1]

$$M_2 = 22,8 \cdot 10^{10} / V^2. \quad (6)$$

Анализ, проведенный в [1], показал, что лучшее согласие с экспериментом для ОЦК ^3He наблюдалось, если корреляционную функцию, которая описывает парное взаимодействие между ядерными спинами, аппроксимировать лоренцианом. В этом случае частота туннельного обмена ω_E соседних атомов связана с обменным интегралом J_{33} соотношением

$$\omega_E = 3,36 J_{33}. \quad (7)$$

Ранее такой подход позволил хорошо описать экспериментальные данные для однородного твердого ^3He (см, например, [1]).

В условиях данного эксперимента, когда ларморовская частота много меньше частоты туннельного обмена ($\omega_0 / \omega_E \ll 1$), формула (5) существенно упрощается и с учетом (6), (7) имеет вид

$$(T_2^c)^{-1} = \frac{10}{3} \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{M_2}{\omega_E}. \quad (8)$$

Если для расчета ω_E использовать значения J_{33} , характерные для объемного твердого ^3He с соответствующим молярным объемом, то согласно (6)–(8) $T_2^c = 0,20 \pm 0,05$ с, что хорошо соответствует эксперименту. Отметим, что использование гауссовской аппроксимации, при которой $\omega_E = 4,76J_{33}$ [1], дает $T_2^c = 0,28 \pm 0,05$ с. Это хуже согласуется с измеренными значениями T_2^c .

Хорошее согласие экспериментальных данных по T_2^c для концентрированной фазы с расчетом согласно (6)–(8) означает, что спин-спиновая релаксация в этой фазе в основном определяется туннельным обменом ^3He – ^3He , который описывается обменным интегралом J_{33} . Однако концентрированная фаза содержит заметное количество примесей ^4He (до $\sim 3\%$ вблизи температуры расслоения), поэтому полученные данные позволяют оценить вклад обмена ^4He – ^3He в спин-спиновую релаксацию и соответствующее значение обменного интеграла J_{43} . Если рассматривать суперпозицию обменных процессов ^3He – ^3He и ^4He – ^3He с соответствующими весовыми множителями, пропорциональными концентрации, то, по оценкам, значение J_{43} не может отличаться от J_{33} более чем в 2–3 раза. Это означает, что приведенная в [1] оценка J_{43} является, по-видимому, несколько завышенной.

На рис. 3 видно, что ниже ~ 50 мК время T_2^c плавно уменьшается до значений 0,12 с при самых низких температурах. Такое поведение более четко проявляется и на температурной зависимости отношения T_1^c/T_2^c , которая приведена на рис. 4. При этом измерения обоих времен релаксации проводились в одном и том же эксперименте. Анализ выражения (5) для T_2^c и соответствующей формулы для T_1^c [13], полученной при таком же подходе, показывает, что при использованной в эксперименте частоте резонанса отношение T_1^c/T_2^c близко к единице. Результаты эксперимента на рис. 4 соответствуют предсказанию теории лишь в области 50–200 мК, а при более низких

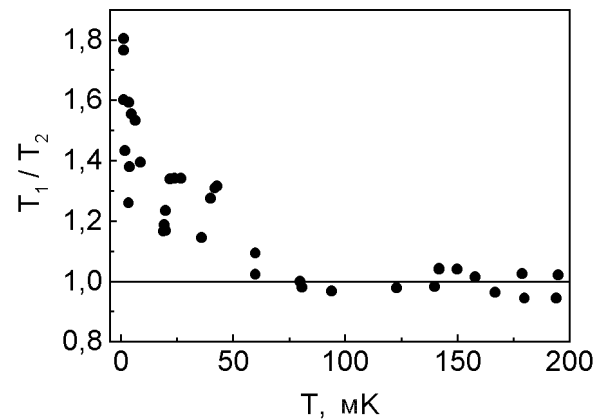


Рис. 4. Температурная зависимость отношения времен спин-решеточной и спин-спиновой релаксации в концентрированной фазе распавшегося раствора.

температурах отношение T_1^c/T_2^c монотонно возрастает за счет уменьшения T_2^c .

Обычно уменьшение времени спин-спиновой релаксации в системе связывают с ослаблением интенсивности движения ядерных спинов [18], т.е. величины спиновой диффузии. Основной механизм спин-спиновой релаксации обусловлен взаимодействием между ядерными спинами, которое описывается в терминах локальных магнитных полей, созданных соседними ядерными спинами в узлах решетки. Быстрое относительно движение спинов приводит к сильной флуктуации локальных магнитных полей, и тогда существенным является лишь усредненное значение локального поля, которое много меньше мгновенного значения. Таким образом, рост (уменьшение) коэффициента диффузии обычно приводит к росту (уменьшению) времени T_2 .

В данной работе наряду с измерением времени магнитной релаксации были проведены оценочные измерения коэффициента спиновой диффузии D_s в концентрированной фазе. Эксперименты показали, что в области существования этой фазы вплоть до 1,5 мК величина D_s практически постоянна и составляет $(7 \pm 2) \cdot 10^{-8}$ см²/с, что близко к значению коэффициента спиновой диффузии для массивного ^3He той же плотности. Поэтому низкотемпературное уменьшение T_2^c вряд ли можно связать с диффузионными процессами.

Таким образом, совокупность полученных экспериментальных данных о временах T_1^c , T_2^c и коэффициенте диффузии D_s в концентрированной фазе распавшегося раствора ^3He в ^4He свидетельствует в пользу того, что выше ~ 50 мК свойства мелкодисперсной концентрированной фазы близки к свойствам объемного чистого ^3He . Неясной остается причина продления обменного

плато T_1^c в область сверхнизких температур и уменьшение T_2^c при $T < 50$ мК.

3.2. Разбавленная фаза

Увеличение времени спин-спиновой релаксации в разбавленной фазе T_2^d с понижением температуры, показанное на рис. 3, является отражением того факта, что при понижении температуры уменьшается концентрация разбавленной фазы в соответствии с фазовой диаграммой расслоения. Поэтому более наглядной и физической является концентрационная зависимость времени T_2^d , которая приведена на рис. 5, где подытожены экспериментальные данные разных авторов для слабых растворов ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$. Здесь представлены результаты измерений T_2 как в однородном ГПУ растворе в области туннельного плато, так и в разбавленной ГПУ фазе расслоившегося (двухфазного) раствора. Поскольку в данной работе измерения проводились вдоль линии фазового расслоения, то концентрацию разбавленной фазы определяли из фазовой диаграммы [19]. Из всех имеющихся экспериментальных данных о времени T_2 в ГПУ фазе раствора ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ на рис. 5 приведены результаты, относящиеся к молярному объему, близкому к использованному в данной работе, а также для ларморовских частот ω_0 , много меньших частот обмена $\omega_E \sim 10^8$ рад/с. Как видно на рис. 5, экспериментальные данные настоящей работы находятся в хорошем согласии с результатами работы [16] для разбавленной фазы в двухфазном кристалле и с [6,8] для однофазных растворов соответствующих концентраций. Это показывает, что процессы спин-спиновой релаксации в расслоившихся и однородных растворах

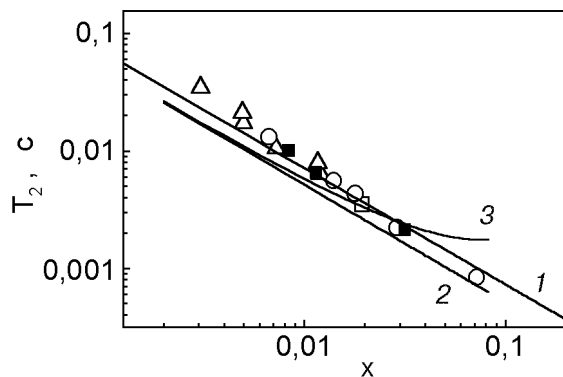


Рис. 5. Концентрационные зависимости времен спин-спиновой релаксации в разбавленной ГПУ фазе. Экспериментальные данные для однородного кристалла: \square — [8]; \circ — [11]; для разбавленной фазы расслоившегося раствора: Δ — [16]; \blacksquare — данная работа; 1 — аппроксимация экспериментальных данных формулой (9); 2 — расчет по теории Торри согласно формуле (11); 3 — расчет по формулам (12)–(16).

одной и той же концентрации носят одинаковый характер. Ранее такой же вывод был сделан и при анализе спин-решеточной релаксации в расслоившихся фазах твердых растворов ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ [13]. Отметим, что приведенные на рис. 5 экспериментальные данные могут быть аппроксимированы зависимостью

$$T_2^d = \alpha/x, \quad (9)$$

где x — концентрация раствора, $\alpha = 7,5 \cdot 10^{-5}$ с. Результаты такой аппроксимации приведены на рис. 5 (линия 1).

Полученную концентрационную зависимость времени T_2 можно сопоставить с различными модельными описаниями спин-спиновой релаксации в твердых растворах ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$. В работе [6] при расчете магнитной релаксации учитывали лишь туннельный обмен ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$, т.е. для растворов предполагали справедливой формулу (5), полученную для ${}^3\text{He}$, а специфику растворов учитывали в предположении, что $M_2(x) = xM_2(1)$ и $\omega_E(x) = x^{1/2}\omega_E(1)$. При таком подходе предсказывается концентрационная зависимость T_2 в виде $T_2^{-1} \sim x^{1/2}$, что находится в противоречии с экспериментальными данными. Численные значения T_2 , рассчитанные в рамках такой модели, почти на два порядка превышают измеренные значения.

Более адекватными оказались расчеты Гринберга и др. [11], основанные на модели Торри [12]. При этом предполагалось, что в растворах существенную роль должны играть туннельные обмены ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ с характерным временем

$$\tau_{34} = (zJ_{34})^{-1}, \quad (10)$$

где J_{34} — соответствующая частота обмена; z — число ближайших соседей. При таком подходе время спин-спиновой релаксации, согласно [11], записывается в виде

$$T_2^{-1} = 0,92xM_2 \tau_{34}, \quad (11)$$

Величина τ_{34} была определена в [11] как зависящий от молярного объема подгруппный параметр к теории [12]. Если использовать значения этого параметра для условий данного эксперимента, то расчет T_2^d по формуле (11) дает значения, приведенные на рис. 5 (линия 2), которые довольно близки к экспериментальным данным.

Другой подход к вычислению времени T_2 в растворах ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ был развит в работе [8], где учитывались оба типа туннельных обменов ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$. В этом случае

$$T_2^{-1} = \frac{3}{2} J(0) + \frac{5}{2} J(\omega) + J(2\omega), \quad (12)$$

где функция спектральной плотности $J(\omega)$ выражается через соответствующие функции для обоих типов обменов

$$J(\omega) = cJ(\omega)|_{3-4} + (1-c)J(\omega)|_{3-3}, \quad (13)$$

а весовой множитель c сильно зависит от концентрации раствора

$$c = (1-x)^{12}. \quad (14)$$

Согласно [8], функции $J(\omega)|_{3-3}$ и $J(\omega)|_{3-4}$ имеют вид

$$J(\omega)|_{3-3} = 0,96 \frac{x^{1/2} M_2(1)}{\omega_E(1)} \times \exp \left\{ - \frac{1,6\omega^2 [x^{1/2} \omega_E(1)]^{-2}}{\omega [x^{1/2} \omega_E(1)]^{-1} + 1,0} \right\}, \quad (15)$$

$$J(\omega)|_{3-4} = x M_2(1) \tau_{34} G \left(\frac{\omega \tau_{34}}{2} \right). \quad (16)$$

Здесь корреляционное время, описывающее туннельный обмен ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$, зависит от концентрации как $\tau_{34} \sim x^{-1/3}$, а функция $G(\omega_0 \tau_{34}/2)$ была рассчитана в работе [12].

Результаты расчета T_2^d с учетом обоих туннельных обменов по формулам (12)–(16) показаны на рис. 5 (линия 3). Отметим, что для слабых растворов подходы к вычислению T_2 , развитые в работах [11], [12] и [8], практически совпадают. Это означает, что при малых концентрациях ${}^3\text{He}$ (меньше 1%) в твердом растворе основным туннельным процессом является обмен ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$, а обменом ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ можно пренебречь. Последний начинает играть заметную роль лишь при более высоких концентрациях.

4. Аномальное затухание спинового эха при сверхнизких температурах

Первичные экспериментальные данные, полученные при самых низких температурах, требуют отдельного рассмотрения. В этом случае зависимость амплитуды h от удвоенного интервала τ между зондирующими 90° и 180° радиоимпульсами существенно отличается от типичной зависимости, приведенной на рис. 1. Было обнаружено, что ниже ~ 10 мК на зависимости $h(2\tau)$ после быстрого экспоненциального затухания эха с ха-

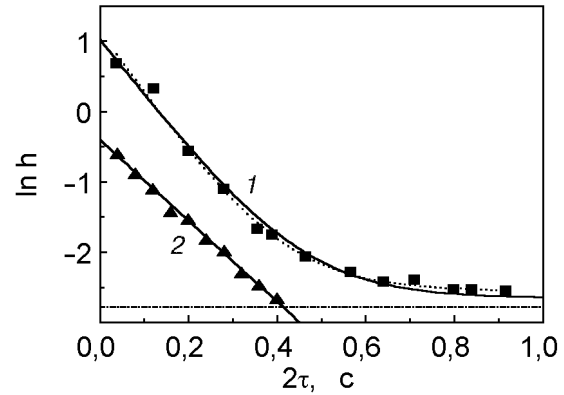


Рис. 6. Затухание эхо-сигнала при сверхнизких температурах T , мК: 5 (1); 20 (2). Время выжидания – несколько минут. Штрих-пунктир – граница линейности усилительного тракта ЯМР-спектрометра; пунктир – аппроксимация с помощью формулы (4); сплошная линия – расчет согласно (17).

рактерным временем T_2^c при $2\tau > 0,3$ с наблюдается гораздо более медленное затухание амплитуды сигнала (рис. 6, кривая 1). Для сравнения на рис. 6 (кривая 2) приведена соответствующая зависимость $\ln h(2\tau)$ при $T = 20$ мК, при которой такая аномалия не наблюдается.

Причину аномалии нельзя связать с нелинейностью усилительного тракта ЯМР-спектрометра при малых уровнях сигнала, поскольку данные при 20 мК содержат, как видно на рис. 6, эхо-сигналы и меньшей амплитуды, чем для 5 мК, однако заметных отклонений от единой экспоненты здесь не наблюдается. Специальная проверка показала линейность динамических характеристик усилительного тракта спектрометра при уровнях сигнала выше штрих-пунктирной линии на рис. 6.

Анализ кривой 1 на рис. 6 показывает, что она может быть аппроксимирована двумя разными зависимостями: либо суперпозицией двух экспоненциальных функций, либо суммой одной экспоненты и некоторой неэкспоненциальной функции.

В первом случае наличие двух экспонент означало бы, что при очень низких температурах вклад в затухание эхо-сигнала вносят две фазы: концентрированная фаза с временем спин-спиновой релаксации T_2^c и какая-то новая фаза с очень большим характерным временем релаксации T_2^x . Результат такой аппроксимации, полученный с помощью формулы (4) с двумя подгоночными параметрами A и T_2^x , показан пунктирной кривой на рис. 6. При этом значение времени релаксации T_2^x оказывается столь большим (~ 20 с), что оно может быть характерно лишь для чрезвычайно слабого раствора ($x \ll 10^{-5}$). Чувствительность использованного ЯМР-спектрометра не позволяет наблюдать сигнал от столь малого количества

ядер ^3He , и это предположение представляется нереальным.

Более правдоподобна аппроксимация, допускающая наличие экспоненциального затухания с постоянной времени T_2^c при малых τ и неэкспоненциального затухания спинового эха при больших τ , что соответствует диффузионному процессу с большим коэффициентом диффузии D_x . Аналогичная ситуация ранее наблюдалась при ЯМР исследовании ^3He в твердом водороде [20], а диффузионный процесс был связан с квазиодномерной диффузией ^3He по дислокациям матрицы.

В этом случае с учетом результатов работы [21] и по аналогии с (4) зависимость амплитуды эхо-сигнала от времени τ может быть записана в виде

$$\frac{h}{h_0} = A \exp\left(-\frac{2\tau}{T_2^c}\right) + (1-A) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{2}{3} \gamma^2 G^2 \tau^3 D_x\right)^{-1/2} \varphi(\tau), \quad (17)$$

где
$$\varphi(\tau) = \text{erf}\left(\frac{2}{3} \gamma^2 G^2 \tau^3 D_x\right)^{-1/2},$$

$\text{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-t^2} dt$ — интеграл вероятностей.

Формула (17) позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные на рис. 6 при следующих значениях подгоночных параметров: $D_x = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$, $A = 0,97$ (сплошная кривая). Отметим, что в работе [20] было получено значение квазиодномерного коэффициента диффузии того же порядка. Малый относительный вклад «X-фазы» $1 - A = 0,03$ в амплитуду эха согласно (17) не позволяет наблюдать его при более высоких температурах, когда амплитуда ЯМР-сигнала падает в меру закона Кюри.

Заключение

Исследование процессов спин-спиновой релаксации в расслоившихся твердых растворах ^3He - ^4He показало, что в концентрированной фазе время релаксации практически не зависит от температуры вплоть до 50 мК и может быть описано обменными процессами, связанными с туннельным движением атомов ^3He . При этом численные значения времени T_2 находятся в хорошем согласии с соответствующими значениями для чистого объемного ^3He .

В разбавленной фазе расслоившегося раствора время спин-спиновой релаксации может быть опи-

сано в рамках модели Торри с учетом туннельного обмена ^3He - ^4He . При этом концентрационная зависимость T_2 имеет вид $1/x$, а полученные значения T_2 согласуются с данными о временах спин-спиновой релаксации для однородных растворов ^3He - ^4He соответствующей концентрации.

Неясным пока остается плавное уменьшение времени T_2 в концентрированной фазе ниже ~ 50 мК. Что же касается аномального поведения затухания спинового эха при температурах ниже ~ 10 мК, то оно может быть связано с проявлением квазиодномерного диффузионного процесса.

Авторы выражают благодарность В. Н. Григорьеву за полезное обсуждение результатов.

1. R. A. Guyer, R. C. Richardson, and L. I. Zane, *Rev. Mod. Phys.* **43**, 532 (1971).
2. H. A. Reich and W. N. Yu, *Phys. Rev.* **129**, 630 (1963).
3. R. C. Richardson, A. Landersman, E. R. Hunt, and H. Meyer, *Phys. Rev.* **146**, 244 (1966).
4. M. Bernier, *J. Low Temp. Phys.* **56**, 205 (1984).
5. R. L. Garwin and A. Landersman, *Phys. Rev.* **133**, A1503 (1964).
6. D. S. Miyoshi, R. M. Gotts, A. S. Greenberg, and R. C. Richardson, *Phys. Rev.* **2A**, 870 (1970).
7. M. G. Richards, J. Pope, P. S. Tofts, and J. H. Smith, *J. Low Temp. Phys.* **24**, 1 (1976).
8. Y. Hirayoshi, T. Mizusaki, S. Maekawa, and A. Hirai, *J. Low Temp. Phys.* **30**, 137 (1978).
9. A. R. Allen, M. G. Richards, and J. Shratte, *J. Low Temp. Phys.* **47**, 289 (1982).
10. M. Bernier and G. Deville, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 349 (1974).
11. A. S. Greenberg, W. C. Thomlinson, and R. C. Richardson, *J. Low Temp. Phys.* **8**, 3 (1972).
12. H. C. Torrey, *Phys. Rev.* **96**, 690 (1954); *Phys. Rev.* **92**, 962 (1953).
13. Н. П. Михин, А. В. Полев, Э. Я. Рудаковский, В. А. Шварц, *ФНТ* **23**, 607 (1997).
14. Н. П. Михин, Н. Ф. Омелаенко, А. В. Полев, Э. Я. Рудаковский, В. А. Шварц, *ФНТ* **24**, 1127 (1998).
15. S. C. J. Kingsley, I. Kosarev, L. Roobol, V. Mайданов, J. Saunders, and B. Cowan, *J. Low Temp. Phys.* **110**, 34 (1998).
16. S. C. J. Kingsley, V. Mайданов, J. Saunders, and B. Cowan, *J. Low Temp. Phys.* **113**, 1017 (1998).
17. А. А. Голуб, В. А. Гончаров, В. Р. Литвинов, В. А. Михеев, Э. Я. Рудаковский, Ю. А. Токарь, А. М. Усенко, В. А. Шварц, *ФНТ* **21**, 974 (1995).
18. А. Абрагам, *Ядерный магнетизм*, Изд.-во иностр. лит., Москва (1963).
19. В. А. Шварц, Н. П. Михин, Э. Я. Рудаковский, А. М. Усенко, Ю. А. Токарь, В. А. Михеев, *ФНТ* **20**, 645 (1994).
20. В. А. Михеев, В. А. Майданов, Н. П. Михин, *ФНТ* **7**, 670 (1981).
21. В. А. Михеев, В. А. Слюсарев, *ФНТ* **7**, 379 (1981).

Nuclear spin-spin relaxation in two-phase solid ^3He - ^4He solution

N. P. Mikhin, A. V. Polev, E. Ya. Rudavskii,
Y. V. Syrnikov, and V. A. Shvarts

Spin-spin relaxation time in the ^3He - ^4He solid solution is measured in a temperature region 1–250 mK before and after phase separation. The spin-echo method used allows to the contributions of both separated phases to magnetic relaxation to be recognized. It is found that the spin-spin relaxation

time in the concentrated phase is almost independent of temperature above 50 mK and described by the same exchange mechanism as in pure ^3He . In the dilute phase the spin-spin relaxation time is inverse by proportional to ^3He concentration and is in agreement with the known data for homogeneous mixtures. In this case the main contribution to the process of spin-spin relaxation are made by tunnel exchange ^3He - ^4He . The anomalous spin-echo decay discovered at the lowest temperatures may be connected with the effect of quasi-one-dimensional diffusion.