Физика низких температур, 1997, т. 23, № 5/6, с. 607–614

Спин-решеточная релаксация в расслоившемся твердом растворе ^{3}He в ^{4}He

Н. П. Михин, А. В. Полев, Э. Я. Рудавский, В. А. Шварц

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: rudavskii@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 14 ноября 1996 г.

С помощью импульсной ЯМР техники измерено время спин-решеточной релаксации в твердом растворе ^{3}He–^{4}He с исходной концентрацией 3,18% ^{3}He в процессе его фазового разделения. Обнаружено, что в концентрированной ОЦК фазе, образованной после разделения, время релаксации не зависит от температуры во всей области существования фазы и обусловлено зеемановско-обменным взаимодействием. В разбавленной дочерней ГПУ фазе время спин-решеточной релаксации растет с понижением температуры и связано с его концентрационной зависимостью, имеющей вид $T_1 \sim x^{-n}$, где $n = 0{,}88 \pm 0{,}12$. При этом значения T_1 в этой фазе совпадают с соответствующими значениями для однородного (нерасслоившегося) раствора такой же концентрации.

За допомогою імпульсної ЯМР техніки вимірено час спін-граткової релаксації у твердому розчині ^{3}He–^{4}He з вихідною концентрацією 3,18% ^{3}He у процесі його фазового розділення. Виявлено, що у концентрованій ОЦК фазі, створеній після розділення, час релаксації не залежить від температури в усій області існування фази та обумовлений зеєманівсько-обмінною взаємодією. У розчиненій дочірній ГЩУ фазі час спин-граткової релаксації зростає із зниженням температури, що пов'язано з його концентраційною залежністю, яка має вигляд $T_1 \sim x^{-n}$, де $n = 0{,}88 \pm 0{,}12$. При цьому значення T_1 для цієї фази співпадають з відповідними значеннями для однорідного (нерозшарованого) розчину тієї ж концентрації.

PACS: 67.80.Jd

Введение

В 50-е годы Б. Н. Есельсон одним из первых начал систематические экспериментальные исследования [1] твердых растворов ^{3}He–^{4}He, которые оказались очень богатой и интересной квантовой системой. В начале 70-х годов в этой системе было зарегистрировано новое фундаментальное явление – квантовая диффузия примесей ^{3}He, которые при низких температурах не локализованы, а образуют газ квазичастиц, перемещающийся по кристаллу ^{4}He [2].

В кристаллах изотопов гелия большие амплитуды нулевых колебаний атомов приводят к перекрытию волновых функций, а в случае ^{3}He возникают обменные процессы, связанные с туннельным движением соседних атомов. Обменные процессы определяют не только спиновую диффузию, но и магнитные свойства системы, и прежде всего спин-решеточную релаксацию.

Ранее процессы спин-решеточной релаксации были детально изучены экспериментально и теоретически в чистом твердом ^{3}He (см., например, [3–5]). Было установлено, что температурная зависимость времени спин-решеточной релаксации T_1 носит сложный немонотонный характер. Это связано с тем, что, согласно модели Гарвина–Ландесмана, твердый ^{3}He можно рассматривать состоящим из трех подсистем – зеемановской, обменной и решеточной, а процессы передачи энергии между отдельными подсистемами отличаются большим многообразием.

При высоких температурах зеемановская подсистема, связанная с взаимодействием ядерных спинов с внешним магнитным полем, передает свою энергию решетке за счет флуктуаций локального дипольного поля, вызванного термоактивированной вакансионной диффузией атомов. Таким образом, осуществляется непосредственная релаксация зеемановской подсистемы к решетке, а функция $T_1(T)$ проходит через минимум, когда

© Н. П. Михин, А. В. Полев, Э. Я. Рудавский, В. А. Шварц, 1997

характерное диффузионное время становится порядка обратной ларморовской частоты.

С понижением температуры термоактивационное диффузионное движение атомов ^{3}He ослабевает и в конце концов перестает влиять на дипольдипольное взаимодействие ядерных спинов. При этих условиях связь зеемановской подсистемы с решеткой осуществляется через обменную подсистему, пока последняя имеет температуру решетки. Все это приводит к одной из наиболее интересных особенностей магнитной релаксации в твердом ^{3}He — наличию обширной области, где время T_1 не зависит от температуры (область обменного плато).

При дальнейшем понижении температуры кристалла вакансий в нем становится недостаточно не только для прямого теплового контакта зеемановская подсистема — решетка, но и для осуществления связи обменной подсистемы с решеткой. В этой области релаксация ядерной намагниченности определяется обменно-вакансионным взаимодействием. Соответствующий расчет T_1 показал, что при этом время спин-решеточной релаксации растет с понижением температуры, что хорошо согласуется с экспериментом (см. [3–5]).

В этой области температур существенное влияние на процессы спин-решеточной релаксации могут оказывать примеси ^{4}He в кристалле ^{3}He [6]. Они ведут себя как подвижные точечные дефекты (делокализованные атомы), движущиеся с туннельной частотой J_{43}, которая имеет тот же порядок величины, что и туннельная частота J_{33}, характеризующая обмен ^{3}He–^{3}He. Если в области обменного плато примеси ^{4}He практически не изменяют время T_1, то при более низких температурах их влияние становится существенным. В этой области вклад в температурную зависимость T_1 могут вносить также процессы рассеяния фононов на атомах ^{4}He [3–5].

В работе [6] в области более низких температур был обнаружен еще один температурно независящий релаксационный процесс, контролируемый концентрацией x_4 примесей ^{4}He. При этом было установлено, что соответствующее время спин-решеточной релаксации T_{1D} зависит от x_4 по закону $T_{1D} \sim x_4^{-3}$. В рамках предложенной феноменологической модели авторы объяснили этот процесс диффузионной передачей энергии от зеемановской и обменной подсистем к релаксационным центрам, состоящим из кластеров ^{4}He. Эту область на температурной зависимости T_1 часто называют диффузионным плато. Позднее авторы [5] рассмотрели возможную роль дислокаций в процессе спин-решеточной релаксации в области низкотемпературного (диффузионного) плато и получили согласие с экспериментом в предположении, что энергия передается от зеемановской и обменной подсистем стенкам дислокаций, которые сильно связаны с решеткой.

Исследование магнитной релаксации в твердых растворах ^{3}He–^{4}He в широкой области концентраций проводилось в работах [7–10], однако оно не достигло такой завершенности, как в случае чистого ^{3}He. Миоши и др. [7], исследуя растворы с концентрацией x = 1,94–32,1% ^{3}He, наблюдали, как и в случае чистого ^{3}He, зеемановско-обменное плато как для ОЦК, так и для ГПУ фазы. Они полагали, что обменное взаимодействие в растворе не зависит от концентрации ^{3}He, а концентрационная зависимость функции спектральной плотности обусловлена лишь зависимостью $\omega_E \sim x^{1/2}$ (где ω_E — частота обмена).

Эксперименты [7] были затем продолжены в область более слабых растворов ^{3}He в ^{4}He (до 0,2% ^{3}He) [8], а полученные результаты авторы интерпретировали в предположении, что основным туннельным движением является взаимный обмен соседних атомов ^{3}He и ^{4}He. Этот температурно независящий процесс определяется концентрацией ^{3}He и молярным объемом кристалла. Если атом ^{3}He окружен z атомами ^{4}He, то характеристическое время процесса

$$\tau_{34} = (z J_{34})^{-1} \qquad (1)$$

определяется туннельной частотой J_{34} обмена пары ^{3}He–^{4}He. В этом случае экспериментальные данные могли быть описаны одним подгоночным параметром τ_{34}, а концентрационная зависимость времени спин-решеточной релаксации соответствовала закону x^{-1}. Такая же концентрационная зависимость была зарегистрирована и в работе [9], где время T_1 измерялось в области концентраций 0,01–0,24% ^{3}He.

Хираоши и др. [10] изучали магнитную релаксацию в растворах, содержащих от 0,22 до 7,2% ^{3}He в области туннельного «плато». В отличие от предыдущей модели они предполагали, что вклад в функцию спектральной плотности вносят оба туннельных движения ^{3}He–^{3}He и ^{3}He–^{4}He. При этом им также удалось объяснить полученные результаты в рамках предложенной модели с одним подгоночным параметром.

Таким образом, в случае твердых растворов ^{3}He–^{4}He пока отсутствует единый подход при описании процессов спин-решеточной релаксации. Практически неизученной является также магнитная релаксация в расслоившихся растворах, когда в результате изотопического фазового

разделения образуются дисперсные включения концентрированной фазы в матрице разбавленной фазы. Лишь в работе [8] содержится упоминание об этом явлении в связи с измерениями времен релаксации.

Основной целью данной работы является исследование спин-решеточной релаксации в растворе, содержащем 3,18% ^{3}He в широкой области температур. При этом главное внимание уделяется магнитной релаксации в дочерних фазах, образованных в результате изотопического фазового разделения. Таким образом, исследованный твердый раствор изменялся от исходной ГПУ фазы к смеси концентрированной ОЦК и разбавленной ГПУ фаз, что позволит изучать релаксацию в столь сложной и интересной системе.

Особенности методики

Исследовалось несколько образцов твердых растворов ^{3}He–^{4}He, которые выращивались из исходной смеси с концентрацией (3,18±0,02)% ^{3}He в течение 0,5 ч методом блокировки капилляра. Для устранения возможных градиентов давления и концентрации образцы отжигались вблизи температуры плавления в течение суток. Использовалась экспериментальная установка, описанная ранее [11], в которой располагалась цилиндрическая ЯМР ячейка, изготовленная из эпоксидной композиции Stycast 1266 и соединенная с ядерной ступенью через тепловой ключ.

Образцы имели форму цилиндра диаметром 4 мм и длиной 20 мм, а измерения проводились при давлении 3,7 МПа, которое регистрировалось емкостным датчиком in situ. Охлаждение образца в ячейке осуществлялось через серебряный хвостовик с серебряным теплообменником. Измерения проводились в области температур от 700 мК вплоть до 1 мК, т.е. включали как область существования однородного раствора, так и область изотопического фазового разделения. Охлаждение в область распада проводилось ступеньками (~ 10 мК) с последующей стабилизацией температуры в течение многих часов. Такая методика позволила ранее получить сведения о равновесной линии фазового разделения растворов [12] и о кинетике изотопического расслоения [13].

Для измерения времени спин-решеточной релаксации T_1 использовалась методика импульсного ЯМР на частоте $\omega_0/2\pi$ = 250 кГц. При этом на систему воздействовали последовательностью импульсов 90–τ–90, а продольная намагниченность системы $M(\tau)$ возвращалась к своему равновесному значению M_0 по закону

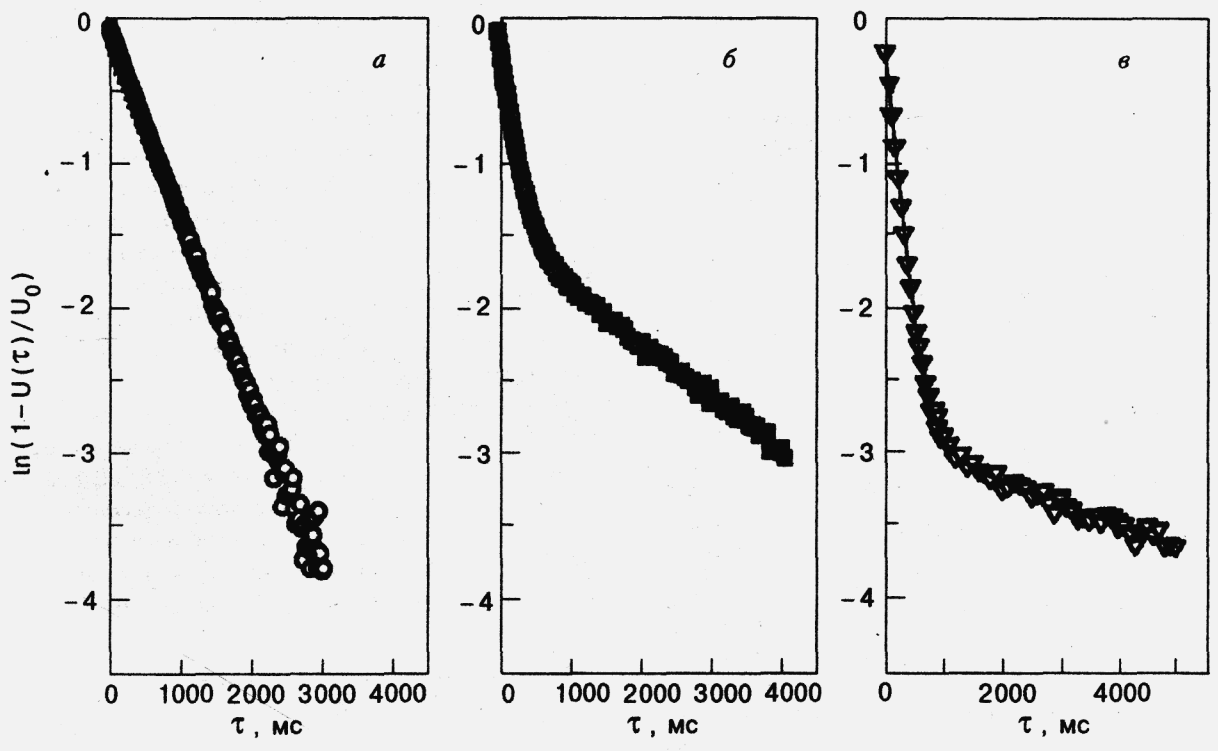

Рис. 1. Восстановление продольной намагниченности образца после приложения 90°-ого импульса при постоянной температуре: до распада, T = 221 мК (*а*); после распада, T = 179 (*б*) и 139 мК (*в*).

$$M(\tau) = M_0(1 - e^{-\tau/T_1}) . \qquad (2)$$

После каждого импульса амплитуда U наблюдаемого в эксперименте сигнала свободной индукции пропорциональна намагниченности, поэтому в общем случае, когда после распада раствор состоит из двух находящихся в равновесии фаз, имеем

$$\frac{U(\tau)}{U_0} = \frac{U_0^b}{U_0}(1 - e^{-\tau/T_1^b}) + \frac{U_0^h}{U_0}(1 - e^{-\tau/T_1^h}) , \qquad (3)$$

где индексы b и h относятся соответственно к ОЦК и ГПУ фазам.

Полученные экспериментальные данные обрабатывались методом наименьших квадратов с аппроксимирующей функцией вида (3), а типичные результаты приведены на рис. 1 для нескольких температур. Каждая точка на рис. 1 является результатом пятикратного усреднения. Из рис. 1 видно, что восстановление намагниченности претерпевает эволюцию: при высоких температурах (выше температуры расслоения) кривая носит «одноэкспоненциальный» характер со временем спин-решеточной релаксации, характерным для исходного однородного раствора, а при низких температурах кривые аппроксимируются двумя экспонентами, что свидетельствует о гетерофазной структуре раствора. Определенные таким образом значения времен спин-решеточной релаксации T_1^h и T_1^b имеют погрешность, не превышающую 10%.

Температурная зависимость времени спин-решеточной релаксации

На рис. 2 представлены полученные значения времени спин-решеточной релаксации в процессе охлаждения раствора. Отметим, что каждая точка получена после длительной стабилизации температуры и соответствует термодинамическому равновесию. Это подтверждается тем фактом, что полученные в этом же эксперименте данные о линии фазового расслоения, согласуются с соответствующими данными, полученными при отогреве образца без проявления каких-либо заметных гистерезисных эффектов.

Приведенная на рис. 2 температурная зависимость времени T_1 имеет три ветви, соответствующие исходному раствору с ГПУ структурой (T_1^0) и двум дочерним фазам — концентрированной ОЦК фазе (T_1^b) и разбавленной ГПУ фазе (T_1^h). Температура ветвления на этой зависимости соответствует температуре начала фазового расслоения T_{ps} исходного раствора (отмечена стрелкой).

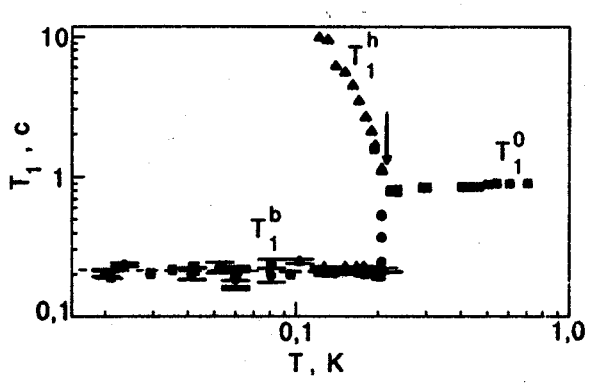

Рис. 2. Температурная зависимость времени спин-решеточной релаксации в исходном растворе T_1^0 и двух дочерних фазах: концентрированной T_1^b и разбавленной T_1^h. Стрелка соответствует температуре расслоения.

Заметим, что качественно аналогичное поведение времени спин-решеточной релаксации при изотопическом фазовом разделении было зарегистрировано и в работе [8] при исследовании раствора с исходной концентрацией 2% ^{3}He. Авторы привели лишь значения T_1 для концентрированной фазы, при этом резкое уменьшение T_1 вблизи температуры фазового перехода в работе [8] было отмечено в более широком температурном интервале, чем на рис. 2, что может быть связано с неполным термодинамическим равновесием в условиях, при которых проводились измерения времени спин-решеточной релаксации.

В концентрированной фазе время T_1 практически не зависит от температуры, в то время как для разбавленной фазы наблюдается сильный рост T_1 с понижением температуры. Достоверные значения T_1 в разбавленной фазе были получены лишь в области температур выше ~ 100 мК, поскольку при более низких температурах в ГПУ фазе присутствует очень малое количество ^{3}He, что делает сигнал ЯМР от разбавленной фазы сравнимым с уровнем шумов.

Различный характер температурной зависимости времени спин-решеточной релаксации, отмеченный на рис. 2 для различных фаз исследуемого раствора, соответствует различным физическим процессам, ответственным за магнитную релаксацию. Анализ возможных механизмов релаксации проводим отдельно для каждой фазы.

Магнитная релаксация в концентрированной фазе

Независимость от температуры времени спин-решеточной релаксации T_1^b в концентрированной фазе дает основание предположить, что основной

механизм магнитной релаксации здесь связан с зеемановско-обменным взаимодействием. Как известно, обменные процессы в ^{3}He вызывают движение соседних атомов с антипараллельными спинами, что эквивалентно вращению атомов вокруг центра масс пары атомов с угловой частотой ω_E. В этих условиях механизм релаксации обусловлен связью зеемановской системы с движением атомов ^{3}He при их туннелировании вследствие дипольного взаимодействия, а соответствующая парная корреляционная функция для случая гауссовской аппроксимации берется в виде [14]

$$g(t) \sim \exp(-0{,}5\,\omega_E^2\,t^2)\,. \qquad (4)$$

Тогда функция спектральной плотности $J_1(\omega/\omega_E)$, описывающая спин-решеточную релаксацию в условиях модуляции дипольного взаимодействия обменом двух атомов ^{3}He и являющаяся фурье-образом корреляционной функции $g(t)$, имеет вид

$$J_1(\omega/\omega_E) = \frac{(2\pi)^{1/2} M_2}{3\omega_E} \exp(-\omega^2/2\omega_E^2)\,, \qquad (5)$$

где ω — ларморовская частота; M_2 — второй момент ван Флека, который связан с молярным объемом V кристалла соотношением [4]

$$M_2 = \frac{22{,}8 \cdot 10^{10}}{V^2}\ (\text{с}^{-1})\,. \qquad (6)$$

Отметим, что иногда наряду с гауссовской корреляционной функцией (4) для анализа процессов магнитной релаксации используется лоренцевская корреляционная функция, которая приводит к следующему выражению для функции спектральной плотности [4]:

$$J_1(\omega/\omega_E) = \frac{(2\pi)^{1/2} M_2}{3\omega_E} \exp(-\omega/\omega_E)\,. \qquad (7)$$

Величина ω_E, входящая в (5) и (7), пропорциональна обменному интегралу J_{33}:

$$\omega_E = bJ_{33}\,, \qquad (8)$$

где константа $b = 3{,}36$, если $g(t)$ аппроксимируется лоренцевской функцией, и $b = 4{,}76$, если аппроксимация осуществляется гауссовской функцией.

В приближении парного обмена ближайших соседей скорость релаксации энергии от зеемановской системы к туннельным возбуждениям определяется выражением [3–5]

$$(T_1^b)^{-1} = J_1(\omega/\omega_E) + 4J_1(2\omega/\omega_E)\,. \qquad (9)$$

Поскольку в условиях данного эксперимента $\omega << \omega_E$, то экспоненты, входящие в выражения (5) и (7) для функции спектральной плотности, с большой точностью равны единице, и тогда выражение (9) для времени спин-решеточной релаксации не зависит от типа аппроксимации и приобретает вид

$$(T_1^b)^{-1} = \frac{9{,}5 \cdot 10^{11}}{\omega_E V^2}\,. \qquad (10)$$

Поскольку концентрированная ОЦК фаза содержит почти чистый ^{3}He, для молярного объема $V = 23{,}95$ см^3/моль можно воспользоваться значением параметра $J_{33} = 0{,}7 \cdot 10^{-3}$ К, соответствующим ОЦК ^{3}He [4]. Тогда формула (10) дает $T_1^b = (0{,}27 \pm 0{,}1)$ с, что находится в хорошем согласии с результатами эксперимента (рис. 2).

Таким образом, полученные в эксперименте значения времен спин-решеточной релаксации для концентрированной фазы распавшегося раствора во всем исследованном температурном интервале количественно согласуются со временем релаксации между зеемановской и туннельной системами для чистого ОЦК ^{3}He. Однако следует отметить, что в чистом ^{3}He этот механизм релаксации проявляется при не слишком низких температурах (выше 0,4–0,5 К), в то время как в условиях данного эксперимента для концентрированной фазы область температурной независимости T_1, характерная для обменного «плато», соответствует интервалу температур от 0,2 К вплоть до самых низких исследованных температур.

Хотя причина такого различия пока остается неясной, отметим некоторые факторы, которые могут влиять на процессы спин-решеточной релаксации в расслоившемся растворе. Во-первых, концентрированная фаза, образующаяся при изотопическом фазовом разделении, содержит довольно большое количество ^{4}He, которое при температурах ниже области обменного плато, характерного для чистого ^{3}He, может оказать сильное влияние на магнитную релаксацию. В этой области связь между обменной системой и решеткой становится слабее, чем между зеемановской и обменной системами, и при понижении температуры величина T_1, как уже отмечалось выше, сначала должна резко возрастать, а затем выходить на новое (диффузионное) «плато».

Как было показано в работе [6], передача энергии от зеемановской подсистемы к решетке происходит путем диффузии к кластерам, образованным примесными атомами ^{4}He. Поскольку

величина T_{1D}, как отмечалось выше, обратно пропорциональна кубу концентрации x_4 ^{4}He в ^{3}He, можно ожидать, что при некотором значении x_4 диффузионное плато «опускается» до значений T_1, соответствующих обменному плато. По оценкам, сделанным с использованием результатов работы [6], такой эффект возможен в условиях данного эксперимента при концентрации ^{4}He всего несколько десятых процента.

Следует также обратить внимание на еще одну особенность, связанную с отличием концентрированной фазы расслоившегося раствора от чистого ОЦК ^{3}He. Концентрированная фаза представляет собой дисперсные включения ^{3}He в ГПУ матрице, образованной слабым раствором ^{3}He в ^{4}He. В этом случае при достаточно низких температурах релаксация зеемановской системы происходит на границе включений ОЦК фазы. Время спин-решеточной релаксации будет пропорционально квадрату радиуса R включений (в предположении, что они имеют сферическую форму) и обратно пропорционально коэффициенту спиновой диффузии внутри включений. Оценки показывают, что вследствие такого «размерного» эффекта значения T_1 в области диффузионного плато и обменного плато могут иметь один и тот же порядок величины при $R \sim 10^{-4}$ см. Хотя вопрос о форме и размерах включений ^{3}He в матрице ^{4}He, а также о возможной низкоразмерности этой структуры пока остается дискуссионным, все эти факторы могут оказывать заметное влияние на процессы спин-решеточной релаксации.

Отметим, что существенную роль в этом процессе играют границы включений, на которых вследствие большого количества краевых дислокаций происходит быстрая релаксация путем зацепления туннельного движения атомов ^{3}He с колебательным движением дислокационных линий [5].

Процессы релаксации в слабых растворах ^{3}He в ^{4}He

Как уже отмечалось, на температурной зависимости времени спин-решеточной релаксации, приведенной на рис. 2, имеются два участка, соответствующие слабым ГПУ растворам ^{3}He в ^{4}He. Рассмотрим сначала участок, соответствующий исходному раствору с концентрацией 3,18% ^{3}He. На этом участке величина T_1 не зависит от температуры в пределах погрешности измерений. Поэтому естественно предположить, что здесь также спин-решеточная релаксация реализуется путем взаимодействия зеемановской и обменной систем.

Согласно [7], для раствора ^{3}He в ^{4}He можно оценить ожидаемое значение T_1, используя соотношения (5)–(10). В [7] предполагалось, что концентрационная зависимость функции спектральной плотности $J_1(\omega/\omega_E)$ связана с ω_E, причем $\omega_E \sim x^{1/2}$. Кроме того, предполагалось, что $M_2(x) = xM_2(1)$. Если также учесть, что для исследуемой ГПУ фазы с молярным объемом $V = 20{,}3$ см^3/моль величины, входящие в (5)–(10), имеют значения $M_2 = 22{,}6 \cdot 10^{10}/V^2$ с$^{-1}$; $b = 6{,}48$; $J_{33} = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ K, то рассчитанная таким образом скорость спин-решеточной релаксации должна быть почти на два порядка меньше наблюдаемых значений. При таком подходе предсказывается концентрационная зависимость $T_1 \sim x^{-1/2}$, что, как будет показано ниже, также не согласуется с результатом эксперимента.

Другой подход к анализу процессов магнитной релаксации в растворах ^{3}He–^{4}He был использован в работе [8] на основе теории Торри [15]. Как известно, примеси ^{3}He в квантовом кристалле ^{4}He образуют квазичастицы (примесоны) с шириной зоны $\Delta E = z\hbar J_{34}$. При этом возможен туннельный обмен местами атомов ^{3}He и ^{4}He с туннельной частотой J_{34} и скоростью обмена τ_{34}^{-1}, которая зависит от числа атомов ^{4}He, окружающих атом ^{3}He, согласно формуле (1). В соответствии с теорией [15] время спин-решеточной релаксации в растворе ^{3}He–^{4}He с концентрацией x в области обменного «плато» описывается выражением

$$T_1^{-1} = 2{,}29\, M_2 /(\omega^2 \tau_{34}) . \qquad (11)$$

Величина τ_{34} была определена в работе [8] как подгоночный параметр к теории [15], описывающей времена спин-решеточной релаксации в растворах с $x = 1$ и 2% ^{3}He. Было показано, что время τ_{34} зависит от молярного объема и почти не зависит от концентрации. Если использовать полученное в [8] значение τ_{34} для условий данного эксперимента $\tau_{34}^{-1}/2\pi = 3 \cdot 10^3$ с$^{-1}$, то расчет по формуле (11) дает $T_1 \sim 0{,}8$ с, что согласуется с экспериментом. В этой модели зависимость T_1 от концентрации имеет вид $T_1 \sim x^{-1}$.

Отметим, что измеренное значение T_1 для исходного раствора также согласуется с экспериментальными результатами работы [10], если их приводить к использованной частоте по закону $T_1 \sim \omega^2$. Такое согласие означает, что процессы спин-решеточной релаксации в ГПУ растворе могут быть описаны и с учетом обоих туннельных движений ^{3}He–^{3}He и ^{3}He–^{4}He, как это было сделано в работе [10]. При этом также используется один подгоночный параметр.

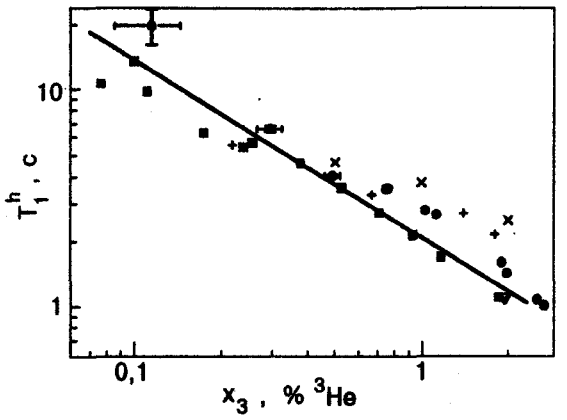

Рис. 3. Концентрационная зависимость времени спин-решеточной релаксации в разбавленной ГПУ фазе. Символы ■ и ○ соответствуют различным кристаллам, исследованным в данной работе. Экспериментальные результаты работ [7] (▽), [8] (×), [9] (*) и [10] (+) были приведены к условиям данного эксперимента. Сплошная линия соответствует зависимости $T_1 \sim x^{-0,88}$.

Концентрационную зависимость времени спин-решеточной релаксации в ГПУ растворах ^{3}He–^{4}He можно исследовать на основе анализа третьей ветви на рис. 2, соответствующей разбавленной фазе расслоившегося раствора. Поскольку измерения в этом случае проводились вдоль равновесной линии фазового расслоения, то с учетом полученных данных о фазовой диаграмме [12] температурную зависимость T_1 можно перестроить в концентрационную зависимость, которая приведена на рис. 3. Анализ показывает, что $T_1^h \sim x^{-n}$, где $n = 0,88 \pm 0,12$, что свидетельствует в пользу подхода, развитого в работах [8,14].

На рис. 3, кроме экспериментальных данных, полученных в настоящей работе, приведены результаты измерений [7–10], выполненных в однородном (нерасслоившемся) слабом ГПУ растворе ^{3}He в ^{4}He. Из рис. 3 следует, что эти результаты в пределах суммарных экспериментальных ошибок согласуются со значениями T_1, полученными в данной работе для разбавленной фазы, образованной в результате расслоения. Это свидетельствует о том, что процессы спин-решеточной релаксации в однородном и в расслоившемся растворах одинаковой концентрации носят один и тот же характер.

Заключение

Проведенные экспериментальные исследования показывают, что в расслоившемся твердом растворе ^{3}He–^{4}He доминирующим процессом, определяющим спин-решеточную релаксацию, является зеемановско-обменное взаимодействие.

В разбавленной фазе расслоившегося раствора спин-решеточная релаксация осуществляется так же, как и в однородном слабом растворе ^{3}He в ^{4}He. В концентрированной фазе расслоившегося раствора время спин-решеточной релаксации в обменной области совпадает с соответствующим временем для чистого ^{3}He, однако, в отличие от ^{3}He, область обменного плато охватывает практически всю температурную область существования концентрированной фазы.

Авторы выражают благодарность проф. В. Н. Григорьеву за полезные дискуссии.

Работа частично выполнена в рамках Европейской программы INTAS (проект 94-3416).

1. Б. Н. Есельсон, *Докторская диссертация*, Харьков (1957).
2. В. Н. Григорьев, Б. Н. Есельсон, В. А. Михеев, Ю. Е. Шульман, *Письма в ЖЭТФ* **17**, 25 (1973).
3. А. Абрагам, М. Гольдман, *Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок*, т. 1, Мир, Москва (1984).
4. R. A. Guyer, R. C. Richardson, and L. I. Zane, *Rev. Mod. Phys.* **43**, 532 (1971).
5. M. Bernier and G. Guerrier, *Physica* **121D**, 202 (1983); M. Bernier, *J. Low Temp. Phys.* **56**, 205 (1984).
6. M. Bernier and G. Deville, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 349 (1974).
7. D. S. Miyoshi, R. M. Cotts, A. S. Greenberg, and R. C. Richardson, *Phys. Rev.* **2A**, 870 (1970).
8. A. S. Greenberg, W. C. Thomlinson, and R. C. Richardson, *J. Low Temp. Phys.* **8**, 3 (1972).
9. M. G. Richards, J. Pope, P. S. Tofts, and J. H. Smith, *J. Low Temp. Phys.* **24**, 1 (1976).
10. Y. Hirayoshi, T. Mizusaki, S. Maekawa, and A. Hirai, *J. Low Temp. Phys.* **30**, 137 (1978).
11. А. А. Голуб, В. А. Гончаров, В. Р. Литвинов, В. А. Михеев, Э. Я. Рудавский, Ю. А. Токарь, А. М. Усенко, В. А. Шварц, *ФНТ* **21**, 974 (1995).
12. В. А. Шварц, Н. П. Михин, Э. Я. Рудавский, А. М. Усенко, Ю. А. Токарь, В. А. Михеев, *ФНТ* **20**, 645 (1994).
13. В. А. Шварц, Н. П. Михин, Э. Я. Рудавский, А. М. Усенко, Ю. А. Токарь, В. А. Михеев, *ФНТ* **21**, 717 (1995).
14. S. R. Hartmann, *Phys. Rev.* **133**, 17 (1964).
15. H. C. Torrey, *Phys. Rev.* **92**, 962 (1953); *Phys. Rev.* **96**, 690 (1954).

Spin-lattice relaxation in phase separated solid ^{3}He–^{4}He solution

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

The spin-lattice relaxation time in a mixture with the 3.18% ^{3}He initial concentration is measured by a pulsed NMR technique at a frequency of

250 kHz during phase separation. The relaxation time in the concentrated bcc phase is found to differ substantially from that in the initial mixture and is independent of temperature in the whole range of its existence. It is shown that relaxation is governed by the Zeeman-exchange mechanism. In a dilute hcp daughter phase the relaxation time increases on cooling as $T_1 \sim x^{-n}$, where $n = 0.88 \pm 0.12$, x is the ^{3}He concentration. T_1 values coincide with known ones of corresponding homogeneous mixtures.