

# Термомагнитная релаксация в двухфазных твердых растворах $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ при сверхнизких температурах

Н. П. Михин, Н. Ф. Омелаенко, А. В. Полев, Э. Я. Рудаковский,  
В. А. Шварц

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

Статья поступила в редакцию 10 июля 1998 г.

В области температур 1–200 мК проведены ЯМР-измерения восстановления равновесной продольной намагниченности в расслоившихся твердых растворах  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ . Обнаружено, что ниже 100 мК полученные результаты зависят от энергии, передаваемой ЯМР-импульсом образцу; при самых низких температурах характер восстановления намагниченности становится немонотонным. Предложена модель, позволяющая объяснить результаты в предположении, что между зеемановской системой и решеткой происходит как магнитная (спин-решеточная), так и тепловая релаксация.

В області температур 1–200 мК проведено ЯМР-вимірювання відновлення рівноважної намагніченості в розшарованих твердих розчинах  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ . Нижче 100 мК виявлено залежність одержаних результатів від енергії ЯМР-імпульсу, що передається зразку; при найнижчих температурах характер відновлення намагніченості стає немонотонним. Запропоновано модель, яка дозволяє пояснити одержані результати в припущенні, що між зееманівською системою та ґраткою існує як магнітна (спін-ґраткова), так і тепла релаксація.

PACS: 67.80.Jd, 64.70.Kb

## 1. Введение

В последние годы заметно возрос интерес к экспериментальному и теоретическому исследованию изотопического фазового разделения в твердых растворах  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  [1–5]. Это связано с тем, что, во-первых, кинетика такого фазового перехода является весьма необычной и определяется процессами квантовой диффузии, во-вторых, в результате распада образуются новые квантовые системы с необычными свойствами. В частности, при достаточно высоком давлении исходный ГПУ раствор может распадаться на концентрированную ОЦК фазу, представляющую собой небольшие включения почти чистого  $^3\text{He}$ , и разбавленную ГПУ фазу, которая является

матрицей, в которой распределены эти включения.

В работе [4] были проведены исследования спин-решеточной релаксации в такой системе. Установлено, что в концентрированной ОЦК фазе распавшегося раствора, как и в объемном чистом  $^3\text{He}$ , имеется область, где время спин-решеточной релаксации  $T_1^c$  не зависит от температуры и хорошо объясняется механизмом релаксации, связанным с непосредственным взаимодействием между зеемановской и обменной подсистемами\*. В отличие от массивного  $^3\text{He}$  область «обменного плато» для концентрированной фазы распавшегося раствора простиралась вплоть до милликельвиновых температур.

\* Следуя традиционно сложившейся терминологии (см., например, обзор R. A. Guyer, R. C. Richardson, and L. I. Zane, *Rev. Mod. Phys.* **43**, 532 (1971) и монографию А. Абрагам, М. Гольдман, *Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок*, Мир, Москва (1984)), под зеемановской и обменной подсистемами (резервуарами) мы понимаем вклады в теплоемкость от зеемановского и обменного взаимодействия спинов соответственно, а под взаимодействием резервуаров — обмен энергией между ними.

Что же касается разбавленной ГПУ фазы, то время спин-решеточной релаксации  $T_1^d$  в ней увеличивается с понижением температуры, что связано с уменьшением концентрации в ней  $^3\text{He}$ . Ниже 100 мК в условиях эксперимента [4] количество  $^3\text{He}$  в этой фазе было столь малым, что ожидалось практически полное отсутствие сигнала ЯМР от ГПУ фазы. Между тем анализ восстановления продольной намагниченности образца свидетельствовал о наличии даже при очень низких температурах наряду с  $T_1^c$  релаксационных процессов с очень большой постоянной времени. Этот процесс не удавалось описать одной экспонентой, и его происхождение оставалось неясным. Можно указать по крайней мере две возможные причины этого эффекта.

1. Ослабление связи между «обменным резервуаром» и решеткой, что при определенных условиях может привести к эффекту второго «узкого горла», когда восстановление равновесной намагниченности образца может описываться по крайней мере двумя экспонентами (см., например, [6]).

2. Возможной причиной может быть наличие наряду с магнитной спин-решеточной релаксацией также и тепловой релаксации выделяемой мощности при воздействии на образец радиочастотным полем. При этом намагниченность термически перегретого образца уменьшается, а затем восстанавливается по закону Кюри, отслеживая восстановление равновесной температуры образца. Подобная ситуация, например, наблюдалась в работе [7] при измерениях ЯМР в металлах.

Таким образом, для разделения вкладов тепловой и магнитной релаксации были необходимы специальные эксперименты, в которых можно было бы подавать на образец импульсы с сильно различающейся тепловой мощностью. Такие эксперименты проведены в настоящей работе.

## 2. Методика эксперимента

Кристалл с молярным объемом  $20,3 \text{ см}^3/\text{моль}$  длиной 20 мм и диаметром 4 мм выращивался в ячейке (рис. 1) методом блокировки капилляра из газовой смеси, содержащей 3,18%  $^3\text{He}$ . Методика получения образцов и их охлаждения подробно описана в [1]. В эпоксидном корпусе ячейки 1 с емкостным датчиком давления 2 находился спеченный серебряный теплообменник 3 для охлаждения образца 4. Для измерений использовался импульсный ЯМР на частоте 250 кГц. Внутри располагалась секционированная

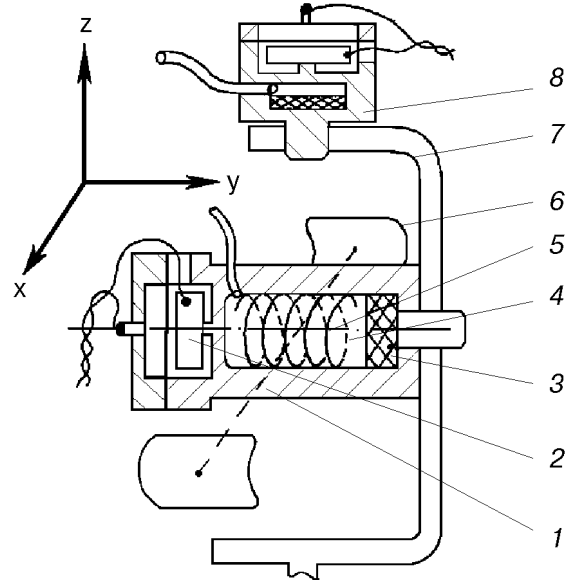


Рис. 1. Схема конструкции измерительной ячейки: корпус ячейки (1); датчик давления (2); серебряный теплообменник, спеченный с серебряным винтом (3); исследуемый образец (4); приемная ЯМР-катушка (5); передающая ЯМР-катушка (6); серебряный хладопровод (7); кристаллизационный термометр (8).

цилиндрическая приемная катушка 5, а снаружи ячейки седлообразная передающая катушка 6. Через серебряную скобу 7 осуществлялся контакт ячейки со ступенью ядерного размагничивания. Последнюю можно рассматривать как большой тепловой резервуар с температурой  $T_0$ , которая измерялась кристаллизационным термометром 8 по кривой плавления  $^3\text{He}$ .

Временная зависимость восстановления продольной намагниченности образца определялась по стандартной двухимпульсной методике. При этом применялись пары импульсов, параметры которых приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры ЯМР-импульсов, использованных в эксперименте

Тип импульса	Последовательность импульсов	Амплитуда $V_p$ , В	Длительность импульсов $t_p$ , мкс
1	90-t-90	25	240
2	90-t-90	50	120
3	270-t-270	50	360

Длительность  $t_p$  каждого из трех типов импульсов удовлетворяла «условию адиабатичности» [8]  $t_p \ll T_2^*$ , так как эффективное время  $T_2^*$  спин-спиновой релаксации в концентрированной фазе распавшегося раствора

составляло около 10 мс. Поэтому с точки зрения динамики вектора  $\mathbf{M}$  намагниченности образца каждый такой импульс производит одинаковое воздействие на образец, перемещая  $\mathbf{M}$  в плоскость  $xy$  (см. рис. 1). Через время порядка  $T_2^* \ll T_1$  макроскопическая намагниченность образца обращается в нуль и когерентность прецессирующих спинов, а значит, и всякая информация о свойствах радиочастотного импульса полностью теряется.

Отметим, что количество энергии  $Q_p$ , выделяемое в передающей катушке в каждом из трех случаев, соответствовало отношению 1:2:6, поскольку  $Q_p \sim V_p^2 t_p$ ,  $t_p \sim 1/V_p$ , а  $t_{270} = 3t_{90}$ . Это должно приводить к существенно различным перегревам образца.

### 3. Восстановление продольной намагниченности

Поскольку вклад в общую намагниченность распавшегося образца  $M(t)$  вносят обе фазы — концентрированная и разбавленная, — восстановление продольной намагниченности к своему равновесному значению  $M_0$  должно происходить по закону

$$M(t) = M_0^c \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1^c}\right) \right] + M_0^d \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1^d}\right) \right], \quad (1)$$

где  $T_1^c$  и  $T_1^d$  — время спин-решеточной релаксации соответственно в концентрированной и разбавленной фазах, а полная равновесная намагниченность образца является суммой намагниченностей обеих фаз:

$$M_0 = M_0^c + M_0^d. \quad (2)$$

В использованной методике первый приложенный импульс поворачивал вектор продольной намагниченности на  $90$  или  $270^\circ$ , амплитуда  $U_0$  сигнала свободной индукции (ССИ) после него была пропорциональна равновесной намагниченности. В свою очередь, амплитуда  $U(t)$  ССИ после второго импульса пропорциональна намагниченности образца, восстановившейся за время  $t$  между первым и вторым импульсами. Поскольку  $U(t)/U_0 = M(t)/M_0$ , выражение (1) можно переписать с учетом (2) в виде

$$1 - \frac{U(t)}{U_0} = \frac{U_0^c}{U_0} \exp\left(-\frac{t}{T_1^c}\right) + \frac{U_0^d}{U_0} \exp\left(-\frac{t}{T_1^d}\right). \quad (3)$$

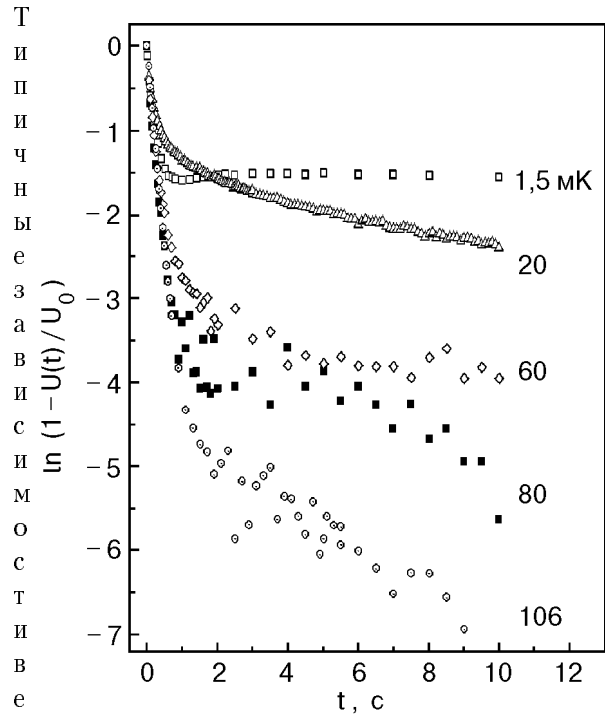


Рис. 2. Восстановление продольной намагниченности распавшегося раствора при различных температурах. Использовалась последовательность импульсов типа 1 (табл. 1).

ны  $[1 - U(t)/U_0]$  от времени  $t$  между импульсами первого типа ( $90^\circ$ ,  $25$  В) при различных температурах представлены на рис. 2. Видно, что при малых  $t$  результаты измерений совпадают для всех температур, что указывает на экспоненциальное восстановление продольной намагниченности с одним и тем же характерным временем  $\sim 0,2$  с, которое естественно связать с наблюдавшейся и при более высоких температурах спин-решеточной релаксацией в концентрированной фазе с характерным временем  $T_1^c$  [4] (первое слагаемое в (3)).

При  $t > 1$  с процесс релаксации соответствует времени релаксации, много большему чем  $T_1^c$ . При высоких температурах, как было показано в работе [4], на кривых восстановления продольной намагниченности релаксационным процессом с большой постоянной времени является спин-решеточная релаксация в разбавленной ГПУ фазе с характерным временем  $T_1^d$  (второе слагаемое в (3)). При температурах ниже  $\sim 100$  мК, как уже отмечалось, вклад этого слагаемого пренебрежимо мал, так как, согласно фазовой диаграмме расслоения [9], концентрация  ${}^3\text{He}$  в разбавленной фазе столь мала, что в условиях данного эксперимента сигнал ЯМР трудно выявить на фоне шумов приемника, о чем наглядно свидетельствуют данные для  $80$  и  $100$  мК (см. рис. 2): относительный вклад

сигнала с медленной релаксацией составляет менее  $\sim 0,01$  сигнала концентрированной фазы. Большой разброс экспериментальных точек свидетельствует о том, что амплитуда сигнала с медленной релаксацией сравнима в этих условиях с уровнем шума.

В этой связи можно указать на чисто техническую возможность происхождения больших времен релаксации. В условиях, когда намагниченность образца почти полностью восстановлена, т.е. истинная амплитуда сигнала  $U(t)$  близка к равновесному значению  $U_0$ , в результате радиотехнических шумов или по иным случайным причинам измеренное значение амплитуды  $U_i(t)$  может превышать  $U_0$ . При компьютерной обработке такой результат может либо опускаться из-за неопределенности выражения  $\ln[1 - U_i(t)/U_0]$ , либо с целью избежать неопределенности аргумент логарифма рассматривается как модуль. Таким образом, за счет игнорирования результатов измерений с  $U_i(t) > U_0$  увеличивается удельный вклад измерений с  $U_i(t) < U_0$ , что приводит к эффективному уменьшению усредненной амплитуды измеренных сигналов и, как следствие, к появлению эффекта «восстановления» сигнала ЯМР с большой временной константой.

Для проверки возможности реализации этого эффекта в настоящей работе было проведено специальное компьютерное моделирование подобной ситуации с использованием генератора случайных чисел как имитатора шума. Таким образом вырабатывалась последовательность из  $n$  значений  $U_i(t) = U_i(1 + \alpha)(1 - \exp[-t/T_1])$ , где  $|\alpha| \ll 1$  — случайный фактор шума;  $T_1$  — заданное время спин-решеточной релаксации. При  $U_i(t) \approx U_i$  поведение функции  $\ln(1 - U_i(t)/U_i)$  демонстрировало возникновение релаксации с большой постоянной времени  $\tau_R \gg T_1$ , хотя такая релаксация не задавалась исходной формулой. Поэтому для исключения такого рода эффектов обработка первичных результатов в настоящей работе осуществлялась с  $U_0$  как подгоночным параметром и без логарифмирования. Выбор полулогарифмических координат, в которых ниже представлены экспериментальные данные, определялся их большей наглядностью.

Следует обратить внимание на увеличение «относительного вклада» сигнала с медленной релаксацией и уменьшение разброса экспериментальных данных при дальнейшем понижении температуры. Характерные результаты

и  
з  
м  
е  
р  
е  
н  
н  
й  
,  
п  
о  
л  
у  
ч  
е  
н  
е  
с  
г

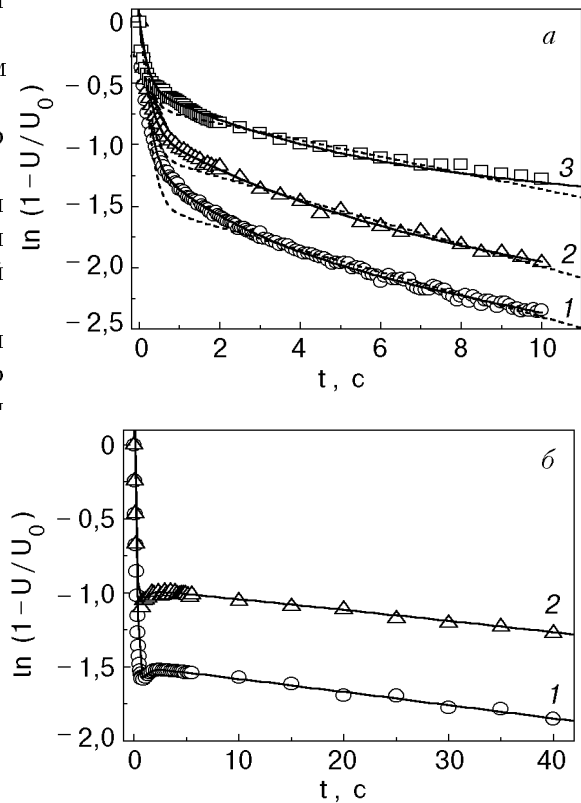


Рис. 3. Восстановление продольной намагниченности распавшегося раствора при температурах 20 мК (а) и 1,5 мК (б). Кривые 1, 2 и 3 получены при использовании импульсов, соответственно типов 1, 2 и 3 (табл. 1). Сплошные линии — расчет по формуле (18), пунктир — расчет по (7).

а  
нием трех типов импульсов (табл. 1) при 20 мК, представлены на рис. 3,а. В каждом из трех случаев быстрое восстановление намагниченности ( $T_1^c = 0,2$  с) в течение первых 1–1,5 с сменяется медленной релаксацией, описываемой по крайней мере двумя экспонентами, а эффективный вклад сигнала с медленной релаксацией растет с повышением энергетичности импульсов. Аналогичные результаты получены при всех температурах, при которых проводились измерения (от 1,5 до 100 мК). Причем с ростом температуры уменьшается как сам вклад сигнала с медленной релаксацией, так и зависимость этого вклада от типа измерительных импульсов. При  $\sim 100$  мК этот вклад был минимален, а влияние энергии импульсов прослеживается с трудом. При более высоких температурах различить этот вклад на фоне сигнала от разбавленной фазы не представлялось возможным. Особо следует отметить результаты измерений, проведенных при 1,5 мК (рис. 3,б). Здесь область медленной релаксации характеризуется особо большими временами (десятки секунд), наиболее сильно

проявляется влияние энергии импульсов. Обращает на себя внимание пологий, но четкий максимум, появившийся в районе  $\sim 2$  с.

#### 4. Физические модели и эквивалентные схемы образца

##### Модель второго «узкого горла»

При анализе процессов магнитной и тепловой релаксации в такой сложной системе, как твердые растворы  $^3\text{He}^4\text{He}$ , полезно выделить основные подсистемы, связанные между собой через некоторые сопротивления, что приводит к установлению различных температур в этих подсистемах. В ЯМР-экспериментах радиочастотные импульсы воздействуют непосредственно на зеемановскую подсистему, имеющую температуру  $T_Z$  и теплоемкость

$$C_Z = \frac{\hbar^2 \omega^2}{4k_B T^2} N, \quad (4)$$

где  $\omega$  — ларморовская частота;  $N$  — число ядер  $^3\text{He}$ ;  $k_B$  — константа Больцмана. Как было показано в [4], передача энергии от зеемановской подсистемы к решетке для концентрированной фазы распавшегося раствора в широкой области температур осуществляется через обменный резервуар. Это означает, что энергия поступает к обменной подсистеме с температурой  $T_E$  и теплоемкостью

$$C_E = \frac{3\hbar^2 z J^2}{8k_B T^2} N \quad (5)$$

( $J$  — туннельная частота обмена  $^3\text{He}^4\text{He}$ ;  $z$  — число ближайших соседей) и далее в фоновый резервуар образца, имеющий теплоемкость

$$C_{ph} = \frac{12}{5} \pi^4 N k_B \left( \frac{T}{\Theta_D} \right)^3, \quad (6)$$

где  $\Theta_D$  — температура Дебая.

Этот механизм реализуется, пока существует сильная связь между обменной подсистемой и решеткой, т.е. величина  $T_E$  совпадает с температурой решетки. Топология передачи энергии для такой ситуации приведена на рис. 4, где роль «узкого горла» играет сопротивление между зеемановской и обменной подсистемами. В этом случае, как было показано в работе [4], время спин-решеточной релаксации в концентрированной фазе распавшегося раствора не зависит от температуры практически во всей области существования этой фазы.

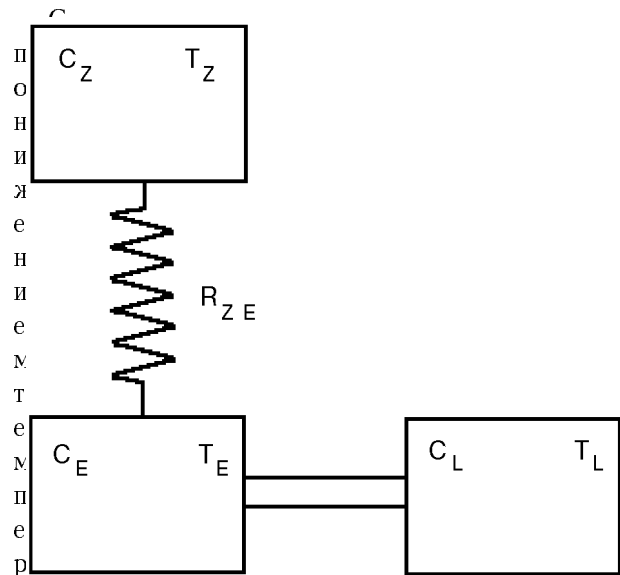


Рис. 4. Топология релаксации магнитной энергии из зеемановской подсистемы в решетку в концентрированной фазе распавшегося твердого раствора. Индексы  $Z$ ,  $E$  и  $L$  относятся соответственно к зеемановской, обменной и решеточной подсистемам.

теплоемкость фоновой подсистемы концентрированной фазы уменьшается в соответствии с формулой (6), и при некоторой температуре ( $\sim 100$  мК) она становится равной теплоемкости обменной подсистемы, а при дальнейшем охлаждении теплоемкость  $^3\text{He}$  определяется в основном теплоемкостью обменной подсистемы [10]. Это означает, что характерное время релаксации между двумя подсистемами — обменной и фоновой — может увеличиться с ростом  $C_E$  и стать сравнимым с временем релаксации между зеемановской и обменной подсистемами. Другими словами, в системе появляется второе «узкое горло», и необходимо учитывать два релаксационных процесса с соответствующими постоянными времени  $\tau_{ZE}$  и  $\tau_{EL}$ .

Такая ситуация в общем случае была рассмотрена в [6] и решение задачи о восстановлении продольной намагниченности  $M_Z(t)$  зеемановской подсистемы после приложения ЯМР-импульса представлено выражением

$$M_Z(t) = M_0 \left[ 1 - a \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ZE}}\right) - b \exp\left(-\frac{t}{\tau_{EL}}\right) \right], \quad (7)$$

где параметры  $a$  и  $b$  — функции теплоемкости и сопротивления отдельных подсистем, причем из начальных условий следует, что  $a + b = 1$ .

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 3,а, были сопоставлены с расчетом по формуле (7) при наличии трех подгруппных параметров в (7) ( $a$ ,  $\tau_{ZE}$ ,  $\tau_{EL}$ ). Результаты показаны пунктирными линиями на рис. 3,а. В рамках такого подхода никакой подгонкой параметров не удастся получить хорошее согласие с экспериментальными результатами. Это относится ко всем имеющимся данным, в частности и к более низкотемпературным результатам (рис. 3,б), где на кривых восстановления продольной намагниченности имеются максимумы.

Анализ показал, что полученные экспериментальные данные (рис. 3,а,б) могут быть количественно описаны, если в формулу (7) добавить третий экспоненциальный член. Однако он мог бы возникнуть лишь при наличии какого-то дополнительного теплового резервуара на схеме рис. 4 и соответствующего дополнительного пути релаксации, что представляется физически маловероятным. Сильное влияние типа ЯМР-импульсов на соотношение параметров  $a$  и  $b$  в (7) также не укладывается в рамки рассматриваемой модели.

#### Модель тепловой релаксации

Другая возможная причина аномального восстановления продольной намагниченности системы при сверхнизких температурах может быть связана с тем, что энергия прикладываемых ЯМР-импульсов передается не только зеemannовскому резервуару ядер  $^3\text{He}$ , но и приводит к некоторому выделению тепла в передающей катушке. Это, в свою очередь, может вызвать поток тепла от корпуса экспериментальной ячейки к образцу. Такой подход требует дополнения эквивалентной схемы рассматриваемой системы по сравнению с рис. 4. Для анализа возможных тепловых потоков удобно выделить еще одну подсистему, связанную с корпусом ячейки, имеющую температуру  $T_B$  и теплоемкость  $C_B$ . Будем также предполагать, что источник холода (ядерная ступень) является внешним резервуаром и служит идеальным стоком тепла, т.е. имеет бесконечно большую теплоемкость  $C_0$  и температуру  $T_0$ . Соответствующая эквивалентная схема приведена на рис. 5.

Пусть до момента приложения ЯМР-импульсов все подсистемы имеют свои равновесные температуры. После прохождения ЯМР-импульса тепло  $Q$ , выделившееся в корпусе ячейки, перегревает его на величину  $\delta T$  по сравнению с

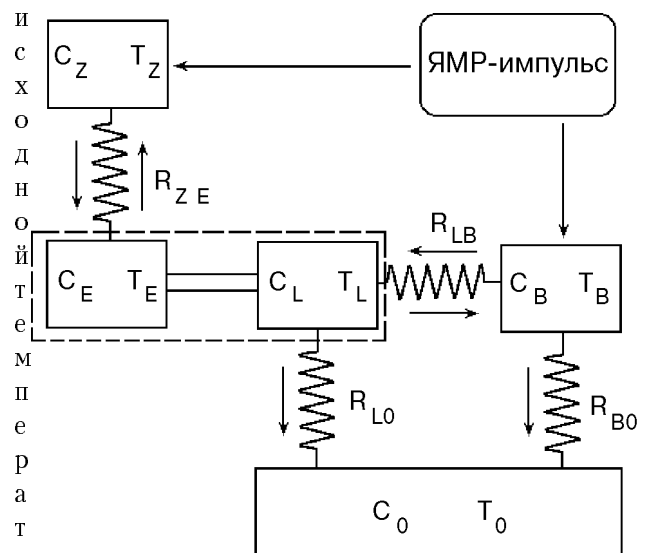


Рис. 5. Схема тепловой и магнитной релаксации в расплавленном образце после приложения ЯМР-импульса. Индексы  $B$  и  $0$  относятся соответственно к корпусу ячейки и ядерной ступени рефрижератора. Стрелки указывают направление потоков энергии.

( $T_B = T_{B0} + \delta T$ ). Тогда, пренебрегая изменением  $C_B$  при таком небольшом нагреве, можно написать  $Q = C_B \delta T = C_B (T_B - T_0)$ . Это вызывает тепловой поток  $\dot{Q} = C_B \dot{T}_B$ , идущий от корпуса ячейки к образцу через сопротивление  $R_{LB}$ , имеющее смысл граничного сопротивления Капицы, а также к теплому резервуару  $C_0$  через соответствующее сопротивление Капицы  $R_{B0}$ . Тогда уравнение, описывающее изменение температуры  $T_B$  после прохождения импульса, имеет вид

$$C_B \dot{T}_B = -\frac{1}{R_{LB}} (T_B - T_L) - \frac{1}{R_{B0}} (T_B - T_0). \quad (8)$$

Подсистема решетки образца с теплоемкостью  $C_L$  и температурой  $T_L$  после прохождения ЯМР-импульса получает тепловой поток от корпуса ячейки через сопротивление  $R_{LB}$  и связана с тепловым стоком через сопротивление  $R_{L0}$ .

Как следует из работы [4], в концентрированной фазе расплавленного раствора связь решетки с обменным резервуаром, обладающим теплоемкостью  $C_E$ , столь сильна, что температуру резервуара  $T_E$  можно считать практически равной  $T_L$ ; по крайней мере характерное время установления равновесия гораздо меньше  $T_1^c \approx 0,2$  с. Для упрощения модели будем считать обменную подсистему и решетку единой системой, обладающей одной температурой  $T_{EL} = T_E = T_L$  и общей теплоемкостью  $C_{EL} = C_E + C_L$ . Тогда уравнение

теплового баланса, составленное аналогично (8), для системы  $EL$  будет иметь следующий вид:

$$C_{EL}\dot{T}_{EL} = \frac{1}{R_{BL}}(T_B - T_{EL}) - \frac{1}{R_{L0}}(T_{EL} - T_0) - \frac{1}{R_{ZE}}(T_{EL} - T_Z). \quad (9)$$

Уравнение (9) учитывает также связь обменно-решеточной системы с зеemanовской подсистемой, имеющей температуру  $T_Z$ , через тепловое сопротивление  $R_{ZE}$ .

Аналогичное уравнение для зеemanовской подсистемы имеет вид

$$C_Z\dot{T}_Z = -\frac{1}{R_{ZE}}(T_Z - T_{EL}). \quad (10)$$

Уравнения (8)–(10) представляют собой систему трех линейных дифференциальных неоднородных уравнений первого порядка относительно переменных  $T_Z$ ,  $T_{EL}$ ,  $T_B$ . Исключая остальные переменные, получаем дифференциальное уравнение третьего порядка относительно  $T_i$ :

$$a\ddot{T}_i + b\dot{T}_i + cT_i + (T_i - T_0)d = 0, \quad (11)$$

здесь индекс  $i = B, EL, Z$ , а коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$ , входящие в (11), выражаются через теплоемкости и тепловые сопротивления рассмотренных подсистем. Общее решение уравнений (11) представим следующим образом:

$$T_i = T_0 + A_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + B_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) + C_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_3}\right), \quad (12)$$

где  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$  — характеристические времена релаксации. Начальные условия для решений соответственно имеют вид

$$A_B + B_B + C_B = \delta T, \quad (13)$$

$$A_{EL} + B_{EL} + C_{EL} = 0, \quad (14)$$

$$A_Z + B_Z + C_Z = 0 \quad (15)$$

и означают, что в начальный момент времени только корпус ячейки перегрет на  $\delta T$ , а решетка, обменная и зеemanовская подсистемы имеют равновесную температуру  $T_0$ . Заметим, что из (14) и (15) следует, что  $A_{EL}$ ,  $B_{EL}$ ,  $C_{EL}$ , а также  $A_Z$ ,  $B_Z$ ,  $C_Z$  не могут быть одного знака. Поскольку можно показать, что все коэффициенты в (12) пропорциональны  $\delta T$ , выражение (12) для температуры зеemanовской подсистемы, учитывая (15), представим как

$$T_Z = T_0 \left\{ 1 + \frac{\delta T}{T_0} A \left[ \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) - (1+B) \exp\left(-\frac{t}{\tau_3}\right) \right] \right\}, \quad (16)$$

т.е. функцией с максимумом, описывающей перегрев зеeman-системы со скоростью  $\sim 1/\tau_3$  тепловым импульсом от передающей катушки и последующую тепловую релаксацию с двумя характерными временами  $\tau_1$  и  $\tau_2$ .

Пусть амплитуда ЯМР-сигнала от перегретой ( $T_Z > T_0$ ) зеeman-системы равна  $U^*(t)$ , а сигнал от неперегретой ( $T_Z = T_0$ ) системы равен по амплитуде  $U(t) = U_0[1 - \exp(-t/T_1^c)]$ , тогда в соответствии с законом Кюри (считаем, что зеemanовская система — парамагнетик во всей исследованной области температур) пишем

$$\frac{U^*(t)}{U_0[1 - \exp(-t/T_1^c)]} = \frac{T_0}{T_Z} \quad (17)$$

или, принимая во внимание (15) и (16),

$$U^* = \frac{U_0[1 - \exp(-t/T_1^c)]}{1 + \Delta T/T_0 [\exp(-t/\tau_1) + B \exp(-t/\tau_2) - (1+B) \exp(-t/\tau_3)]}, \quad (18)$$

где  $\Delta T/T_0 = A \delta T/T_0$  имеет смысл относительного перегрева зеemanовской подсистемы. Уравнение (18), описывающее экспериментальные данные, имеет пять свободных параметров ( $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$ ,  $\Delta T/T_0$ ,  $B$ ). Таким образом, сплошные кривые на рис. 3,а и б являются результатом подгонки

формулы (18) к экспериментальным данным методом наименьших квадратов. Видно хорошее согласие расчета и эксперимента.

Из рис. 3,б следует, что зависимость (18) хорошо описывает и максимумы, проявляющиеся при самой низкой температуре, а данная модель

Таблица 2

Параметры, полученные подгонкой методом наименьших квадратов уравнения (18) к результатам эксперимента.  $\tau_K = R_K C_S$  – рассчитанное время тепловой релаксации (см. текст).

$T_0$ , мК	Тип импульса	$\Delta T/T_0$	$\Delta T_N/\Delta T_1$	$B$	$\tau_1$ , с	$\tau_2$ , с	$\tau_3$ , с	$\tau_K$ , с
1,5	1	0,29	1	0,08	92	0,4	0,46	–
1,5	2	0,57	1,97	0,08	90,4	0,42	0,45	–
7	1	0,26	1	2,11	70,5	5,7	<0,1	–
7	2	0,53	2,04	2,0	70	4,6	<0,1	–
7	3	1,5	5,77	1,67	62,2	7,2	<0,1	–
20	1	0,23	1	1,25	11,4	1,28	<0,1	62
20	2	0,44	1,91	1,16	11,6	1,25	<0,1	–
20	3	1,3	5,65	0,86	16,0	1,4	<0,1	–
60	1	0,034	1	1,4	11,7	2,4	<0,1	5,8
60	2	0,07	2,06	1,9	10	2	<0,1	–
60	3	0,2	5,88	1,7	11,5	0,6	<0,1	–
80	1	0,03	1	0,56	6,6	0,5	<0,1	4,5
80	2	0,058	1,93	1,35	7,58	0,04	<0,1	–
80	3	0,17	5,67	1,35	7,6	0,01	<0,1	–
106	1	0,007	1	1,0	6,0	1,5	<0,1	6,4
106	2	0,009	1,29	1,0	5,0	2,0	<0,1	–
106	3	0,015	2,14	1,0	5,0	2,0	<0,1	–

ходом теплового фронта от передающих катушек. Интересно отметить, что качественно подобные результаты были получены в работе [7] при ЯМР-исследованиях металлов при сверхнизких температурах.

Результаты обработки всех полученных в работе экспериментальных данных с помощью формулы (18) представлены в табл. 2. Прежде всего следует отметить, что при каждой температуре измерения соотношения параметров  $\Delta T/T_0$ , полученных с применением указанных выше трех типов импульсов, близки к 1:2:6, что совпадает с отношением величин энергий, выделяемых импульсом каждого типа. Это является прямым свидетельством того, что таким же является и отношение величин перегрева зеэмановской системы, учитывая допущения, принятые нами при построении модели. Также это указывает на тепловую энергию, выделяющуюся в передающих катушках, как на причину наблюдаемых эффектов. Исключением являются только результаты для 106 мК, где перегрев столь незначителен, что его влияние с трудом прослеживается на фоне шумов.

Что касается характеристических времен релаксации  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и  $\tau_3$ , то их зависимость от типа применяемых импульсов невелика, что подтверждает наше начальное предположение о

пренебрежимо малом изменении всех теплоемкостей и теплосопровитлений при перегреве. Следует указать, что сложная зависимость подгоночных параметров, входящих в формулу (18), от теплоемкостей и теплосопровитлений затрудняет получение выражений для последних в явной форме. Тем не менее увеличение параметра  $\Delta T/T_0$  при охлаждении качественно можно связать с уменьшением значений  $C_B$  и  $C_L$ , а рост  $\tau_1$  и  $\tau_3$  при этом явно обусловлен возрастанием эффективных теплосопровитлений, входящих в модель (рис. 5), составляющими которых являются как обычная теплопроводность, так и так называемые «скачки Капицы» на границах сред. Реальная ячейка с расслоившимся твердым раствором представляет собой систему с распределенными параметрами, в то время как схема (рис. 5) – систему с сосредоточенными параметрами. Это различие также затрудняет сравнение полученных результатов с известными из литературы данными по теплоемкости и теплопроводности. Однако если предположить, что время медленной релаксации определяется в основном теплоемкостью  $C_S$  образца твердого гелия и тепловым сопротивлением Капицы  $R_K$  на границе твердый гелий – спеченный теплоемник 3 (рис. 1), то, используя измеренные на этой же ячейке ранее [11]



значения  $R_K(T) = 3 \cdot T^{-3}$  К/Вт и экстраполируя данные по теплоемкости распавшегося твердого раствора при температурах 20–106 мК [12] для условий данного эксперимента, можно оценить ожидаемые значения времени релаксации, связанной с сопротивлением Капицы,  $\tau_K = R_K C_S$ . Полученные таким образом значения  $\tau_K$  для некоторых температур представлены в табл. 2. Как и следовало ожидать,  $\tau_K$  совпадают с максимальным из характерных времен  $\tau_1$  только по порядку величины, хотя можно отметить некоторую корреляцию в зависимости  $\tau_K$  и  $\tau_1$  от температуры.

Таким образом, ЯМР-эксперименты в расслоившемся твердом растворе  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  показали, что при сверхнизких температурах обмен энергией между зеемановской подсистемой и решеткой может осуществляться не только путем обычной спин-решеточной релаксации, но и за счет тепловой релаксации, если какая-либо из подсистем перегрета ЯМР-импульсами. Это приводит к аномальному восстановлению равновесной продольной намагниченности, которое может быть немонотонным.

Авторы выражают благодарность В. Н. Григорьеву, Т. Н. Анцыгиной и К. А. Чишко за полезные дискуссии.

1. В. А. Шварц, Н. П. Михин, Э. Я. Рудаковский, А. М. Усенко, Ю. А. Токарь, В. А. Михеев, *ФНТ* **21**, 717 (1995).
2. Т. Н. Анцыгина, В. А. Слюсарев, К. А. Чишко, *ФТТ* **38**, 1906 (1996).
3. R. Schrenk, R. Konig, and F. Pobell, *Phys. Rev. Lett* **76**, 2945 (1996).

4. Н. П. Михин, А. В. Полев, Э. Я. Рудаковский, В. А. Шварц, *ФНТ* **23**, 607 (1997).
5. R. R. Haley and E. D. Adams, *ФНТ* **23**, 615 (1997).
6. А. Абрахам, Б. Блини, *ЭПР переходных ионов*, Мир, Москва (1972), Т. 1.
7. B. G. Turrell, G. Eska, N. Masuhara, and E. Schuberth, *J. Low Temp. Phys.* **70**, 151 (1988).
8. E. L. Hahn, *Phys. Rev.* **80**, 580 (1950).
9. В. А. Шварц, Н. П. Михин, Э. Я. Рудаковский Ю. А. Токарь, А. М. Усенко, В. А. Михеев, *ФНТ* **20**, 645 (1994).
10. D. S. Greywall, in: *Quantum Fluids and Solids*, S. B. Trickey, E. D. Adams, and J. W. Dufty (eds.), Plenum press, NewYork–London, (1977) p. 323.
11. В. А. Шварц, Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук ФТИИТ, Харьков (1995).
12. R. Schrenk, O. Friz, Y. Fujii, E. Syskakis, and F. Pobell, *J. Low Temp. Phys.* **84**, 133 (1991).

### Thermomagnetic relaxation in two-phase solid $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ mixtures at superlow temperatures

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

The NMR investigation of longitudinal equilibrium magnetization restoration in phase-separated solid  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  mixtures was carried out at temperatures 1–200 mK. Below 100 mK it was found that the results depend on the energy of tipping NMR pulses. Nonmonotonous restoration of magnetization occurs at the lowest temperature. The model is proposed for explaining of obtained results under assumption that both the magnetic (spin-lattice) and thermal relaxations exist between Zeeman system and lattice.