

Релаксация температуры и концентрации в сверхтекучих растворах ^3He – ^4He . Эффективная теплопроводность

А.А. Задорожко, Т.В. Калько, К.Э. Немченко*
Э.Я. Рудавский, В.К. Чаговец, Г.А. Шешин

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: zadorozhko@ilt.kharkov.ua*

**Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина*

Статья поступила в редакцию 13 июня 2003 г., после переработки 21 августа 2003 г.

В интервале температур 100–500 мК проведены исследования релаксации температуры и концентрации сверхтекучего раствора ^3He – ^4He с исходной молярной концентрацией 9,8% ^3He при различных величинах теплового потока. Показано, что кинетика изменения температуры жидкости может быть аппроксимирована экспоненциальной функцией, а полученные постоянные времени слабо зависят от температуры. Процессы релаксации концентрации аналогичны процессам релаксации температуры лишь в области однофазного раствора, а ниже температуры расслоения изменение концентрации со временем носит немонотонный характер и может быть описано суперпозицией двух экспоненциальных функций. Такое кинетическое поведение раствора объясняется в рамках простой модели, иллюстрирующей распределение концентрации по высоте ячейки в разные моменты времени после включения теплового потока. В этом случае релаксация концентрации разбавленной фазы состоит из двух процессов — роста концентрации за счет участия ^3He в нормальном движении и уменьшения концентрации вследствие образования и роста концентрированной фазы. Полученные данные о временах релаксации используются для определения эффективной теплопроводности раствора, которая согласуется с расчетом в рамках кинетической теории фонон-примесной системы сверхтекучих растворов.

В інтервалі температур 100–500 мК проведено дослідження релаксації температури і концентрації надплинного розчину ^3He – ^4He з вихідною молярною концентрацією 9,8% ^3He при різних величинах теплового потоку. Показано, що кінетика зміни температури рідини може бути апроксимована експоненціальною функцією, а отримані постійні часу слабко залежать від температури. Процеси релаксації концентрації аналогічні процесам релаксації температури лише в області однофазного розчину, а нижче температури розшарування зміна концентрації згодом носить немонотонний характер і може бути описана суперпозицією двох експоненціальних функцій. Таке кінетичне поводження розчину пояснюється у рамках простої моделі, що ілюструє розподіл концентрації по висоті комірки в різні моменти часу після включення теплового потоку. У цьому випадку релаксація концентрації розбавленої фази складається з двох процесів — росту концентрації за рахунок участі ^3He в нормальному русі і зменшення концентрації внаслідок утворення і росту концентрованої фази. Отримані дані про часи релаксації використовуються для визначення ефективної теплопровідності розчину, що погоджується з розрахунком у рамках кінетичної теорії фонон-домішкової системи надплинних розчинів.

PACS: 67.60.-g, 64.75.+g, 44.30.+v, 67.40.Pm

1. Введение

Основы описания кинетических свойств сверхтекучих растворов ^3He – ^4He были заложены Халатниковым и Жарковым [1], которые показали, что механизм переноса тепла в растворах гораздо сложнее и богаче, чем в чистом He II . Если в He II , согласно теории Ландау, носителями тепла являются тепловые возбуждения — фононы и ротоны, то в сверхтекучих растворах существенную роль играют и примесные возбуждения (квазичастицы ^3He), которые сталкиваются и взаимодействуют с фононами и ротонами и увлекаются их движением.

В общем случае в растворе при наличии теплового потока возникают градиенты температуры и концентрации, определяющие поток примесных возбуждений. В такой ситуации процессы теплопроводности, массовой диффузии и термодиффузии оказываются взаимосвязанными. Дальнейшие теоретические исследования кинетических и релаксационных процессов в сверхтекучих растворах проведены в работах [2–9], где было отмечено, что релаксация температуры и концентрации может осуществляться с помощью двух механизмов — второго звука и механизма, связанного с диссипативными процессами.

Экспериментальное исследование процессов релаксации температуры и концентрации в сверхтекучих растворах ^3He – ^4He было пока проведено лишь в области достаточно высоких температур (выше $\sim 0,8$ К) и вблизи температуры сверхтекучего перехода [4,5,10,11]. Авторы проводили измерения при малой вводимой тепловой мощности и установили, что характерные времена, описывающие релаксацию температуры и концентрации, практически совпадают. При этом совпали также постоянные времени, соответствующие включению и выключению вводимой мощности. Полученные экспериментальные результаты оказались в согласии с теоретическими рассмотрениями, проведенными авторами работ [4,5].

В настоящей работе экспериментальное исследование процессов релаксации температуры и концентрации проводится в области более низких температур в широком диапазоне мощностей теплового потока. Существенным фактором является наличие фазового расслоения сверхтекучих растворов, особенности которого при наличии теплового потока изучались в работе [12].

2. Методика эксперимента

Исследован раствор ^3He – ^4He с исходной молярной концентрацией 9,8% ^3He в интервале температур 100–500 мК при давлении насыщенного пара.

Использована цилиндрическая ячейка диаметром 24 мм и высотой 47 мм, конструкция которой описана в [12]. Для того чтобы стенки ячейки не вносили заметный вклад в перенос тепла, они были выполнены из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм. Верхний фланец ячейки находился в постоянном тепловом контакте с камерой растворения, а для уменьшения теплового граничного сопротивления между жидкостью и фланцем использован специальный теплообменник из ультрадисперсного серебряного порошка с площадью поверхности $\sim 1,5 \text{ м}^2$.

Тепловой поток создавался плоским нагревателем, расположенным непосредственно в жидкости в нижней части ячейки. Регистрацию температуры осуществляли двумя миниатюрными термометрами сопротивления из RuO_2 , расположенными на расстоянии 15 и 25 мм от нижнего края ячейки. Максимальная абсолютная погрешность определения температуры составляла 0,2 мК.

Изменение концентрации раствора определялось по изменению диэлектрической проницаемости двух специальных емкостных датчиков с помощью уравнения Клаузуса–Моссотти. Датчики представляли собой цилиндрический конденсатор высотой 5 мм, электроды которого были навиты в виде спирали с зазором между витками. Оба емкостных датчика размещали вблизи термометров сопротивления на расстоянии 10 мм друг от друга. Точность определения концентрации ^3He составляла $\pm 0,1\%$. Вследствие взаимного влияния через электрическую связь датчики работали попеременно, поэтому временную зависимость изменения концентрации определяли по верхнему датчику, а нижний использовали только для определения стационарных градиентов концентрации.

Калибровку термометров и датчиков концентрации производили при отсутствии теплового потока, когда температура и концентрация были одинаковыми по всей ячейке. Данные об изменении температуры, концентрации и давления автоматически фиксировались с помощью компьютерной программы.

Были проведены эксперименты нескольких типов:

Эксперимент А. Фиксировалась температура верхнего фланца ячейки при значениях 150 и 270 мК, а на нагреватель подавалась удельная мощность от 1 до 20 мкВт/см². Релаксацию температуры и концентрации измеряли как при включении, так и при выключении теплового потока.

Эксперимент Б. Релаксацию температуры и концентрации в растворе измеряли при включении и выключении одного и того же теплового потока $\dot{Q} = 4,5 \text{ мкВт/см}^2$, но при разных средних температурах жидкости, которые изменялись за счет изменения температуры камеры растворения.

Эксперимент B. Изменения температуры и концентрации регистрировали при ступенчатом увеличении теплового потока \dot{Q} от 0,2 до 15 мкВт/см². При этом стартовые равновесные температуры жидкости составляли 150 и 270 мК.

3. Релаксация температуры

На рис. 1 приведена типичная зависимость изменения температуры $\Delta T(t)$ во времени при включении и выключении теплового потока. Обе зависимости можно хорошо аппроксимировать одной экспоненциальной функцией:

$$\Delta T(t) = b e^{-t/\tau_T}, \quad (1)$$

где b – некоторая функция, зависящая от расстояния по высоте ячейки, а постоянная времени τ_T является количественной характеристикой, описывающей релаксацию температуры. При этом установлено, что значения τ_T при включении и выключении теплового потока практически совпадают.

Отметим, что функция (1) хорошо аппроксимирует зависимости температуры от времени, регистрируемые обоими используемыми в эксперименте термометрами, при этом получаются практически одинаковые значения τ_T . Такие же значения постоянной времени τ_T получены и при анализе временной зависимости разности показаний обоих термометров $T_1 - T_2$.

Более наглядно экспоненциальный характер изменения температуры при включении теплового потока проявляется в полулогарифмическом масштабе (см. рис. 2), где линейная зависимость указывает на наличие одной экспоненты. Влияние мощности теп-

лового потока \dot{Q} на характер релаксации температуры иллюстрирует рис. 3, где приведены данные, полученные в эксперименте A при постоянной температуре верхнего фланца ячейки.

Кинетика изменения температуры раствора при ступенчатом увеличении мощности теплового потока \dot{Q} (эксперимент B) показана на рис. 4. В этом случае значения \dot{Q} выбирали такими же, как в эксперименте A (рис. 3), и при этом для каждой ступеньки зависимость $T(t)$ также хорошо описывается функцией (1). Полученные в итоге значения постоянной времени релаксации температуры τ_T во всех трех типах экспериментов подытожены на рис. 5 в зависимости от средней температуры раствора. Как видно на рисунке, в пределах экспериментальной погрешности все данные согласуются друг с другом и не показывают заметной температурной зависимости.

4. Релаксация концентрации раствора

В сверхтекущих растворах ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$ при включении теплового потока возникающее вблизи нагревателя локальное увеличение плотности тепловых возбуждений релаксирует очень быстро (со скоростью второго звука). Это сопровождается установлением в растворе неравновесного состояния, которое характеризуется одновременным созданием градиента температуры ∇T и градиента концентрации ∇x при отсутствии градиентов как полного давления, так и суммы осмотических давлений тепловых и примесных возбуждений, что является следствием постоянства химического потенциала ${}^4\text{He}$ в растворе. Такие процессы составляют первый быстрый этап релаксации температуры и концентрации, определяемый звуковым механизмом.

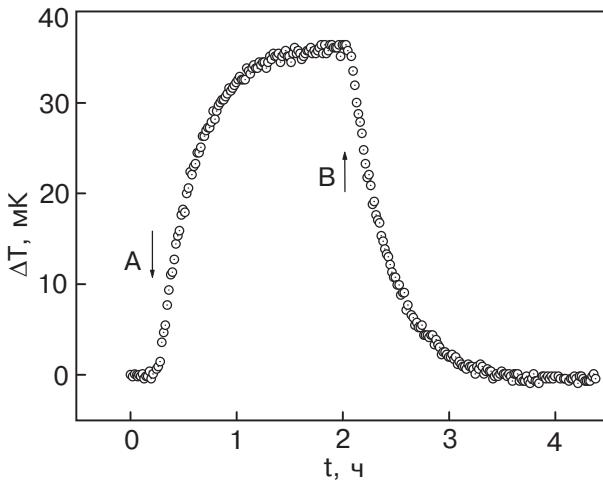


Рис. 1. Типичная временная зависимость изменения температуры в эксперименте A ($\dot{Q} = 4,4 \text{ мкВт/см}^2$). Стрелки указывают на момент включения (A) и выключения (B) теплового потока.

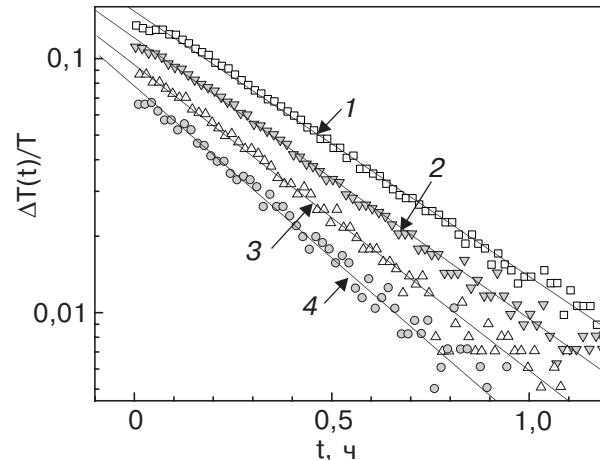


Рис. 2. Полулогарифмическая зависимость изменения температуры от времени при включении потока $\dot{Q} = 4,4 \text{ мкВт/см}^2$ в эксперименте B при различной средней температуре жидкости T , мК: 253 (1); 290 (2); 328 (3); 371 (4).

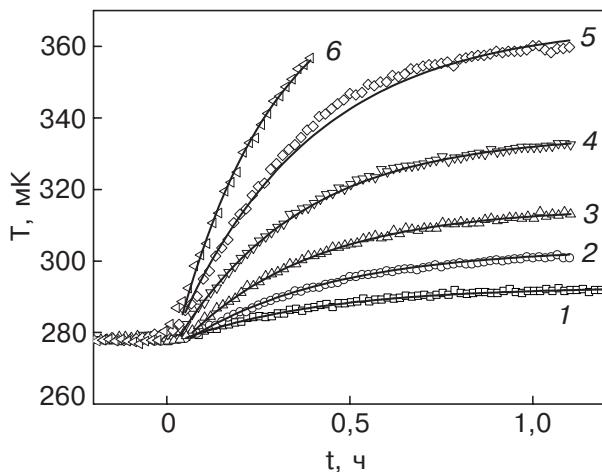


Рис. 3. Изменение температуры жидкости при включении ($t = 0$) различных тепловых потоков в эксперименте A, \dot{Q} , мкВт/см²: 2,2 (1); 3,8 (2); 5,5 (3); 8,9 (4); 13,3 (5); 17,8 (6). Температура верхнего фланца ячейки была постоянна и составляла 270 мК. Сплошные линии — расчет по формуле (1).

На втором этапе релаксации вследствие наличия в жидкости градиентов температуры и концентрации возникают диссипативные потоки тепловых и примесных возбуждений, определяемые эффективной теплопроводностью раствора. При этом в каждый момент времени возникающие изменения градиентов осмотического давления тепловых и примесных возбуждений релаксируют также со скоростью второго звука [8]. Время релаксации на втором этапе, определяемое диссипативным механизмом, много больше, чем время релаксации концентрации и температуры за счет звукового механизма. В эксперименте фактически регистрируется время второго этапа релаксации, по сравнению с

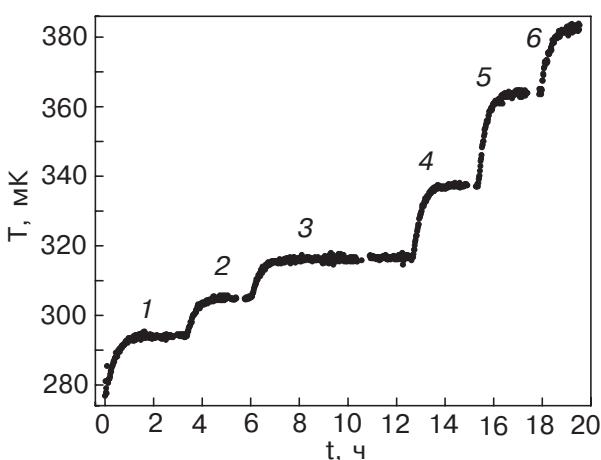


Рис. 4. Типичная временная зависимость температуры жидкости, регистрируемая одним из термометров при ступенчатом изменении теплового потока \dot{Q} (эксперимент B), мкВт/см²: 2,2 (1); 3,8 (2); 5,5 (3); 8,9 (4); 13,3 (5); 17,8 (6).

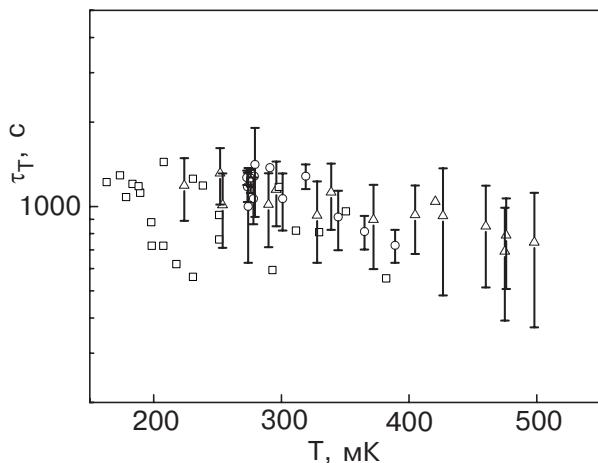


Рис. 5. Зависимость времени релаксации температуры раствора от средней температуры: О — эксперимент A; Δ — эксперимент B; □ — эксперимент B.

которым характерное время первого этапа пренебрежимо мало.

Согласно такой модели, характерные времена релаксации температуры τ_T и концентрации τ_x должны быть близки друг к другу. Как показали проведенные эксперименты, это выполняется при условии, что в процессе воздействия теплового потока в растворе не происходит фазовое расслоение. Соответствующие зависимости концентрации раствора от времени после включения теплового потока (эксперимент B) приведены на рис. 6 (кривые 1–3). Эти зависимости могут быть аппроксимированы функцией

$$\Delta x(t) = x_0 + B \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_x}\right), \quad (2)$$

где x_0 — концентрация раствора в начальный момент времени t_0 , когда $\dot{Q} = 0$, параметр B определяется начальными и граничными условиями.

Кривая 4 на рис. 6 соответствует более низкой температуре жидкости, когда под воздействием теплового потока в растворе происходит фазовое расслоение [12]. Для этого случая полученную зависимость $\Delta x(t)$ можно описать суперпозицией двух экспоненциальных функций с весовыми множителями B_1 и B_2 :

$$\Delta x(t) = x_0 + B_1 \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_{x1}}\right) + B_2 \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_{x2}}\right), \quad (3)$$

с двумя характерными временами релаксации концентрации τ_{x1} и τ_{x2} .

Более наглядно такое поведение проявилось в эксперименте A (рис. 7). Приведенные данные относятся к фиксированной температуре верхнего флан-

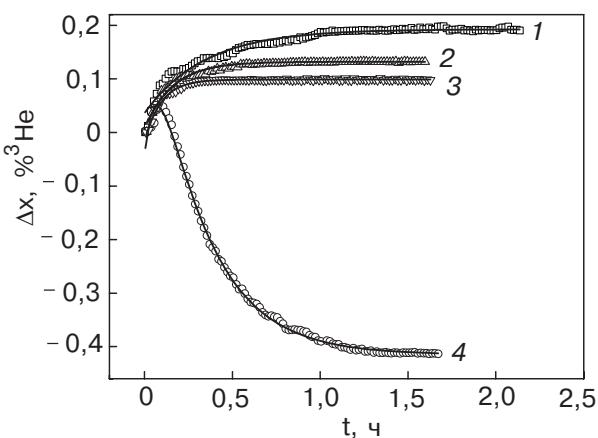


Рис. 6. Временные зависимости изменения концентрации раствора после включения теплового потока $\dot{Q} = 4,4 \text{ мкВт}/\text{см}^2$ (эксперимент *Б*) при различной конечной температуре вблизи датчика концентрации T , мК: 290 (1); 330 (2); 370 (3); 255 (4). Сплошные линии — расчет по формулам (2),(3).

ца ячейки $T_0 = 270 \text{ мК}$ при воздействии различных тепловых потоков. Кривые 1, 2 на рис. 7 соответствуют условиям, при которых в растворе не было фазового расслоения, и, как в эксперименте *Б* (кривые 1–3 на рис. 6), экспериментальные данные хорошо описываются выражением (2) с одной экспонентой. Эволюция зависимостей $\Delta x(T)$ с ростом мощности теплового потока \dot{Q} видна при рассмотрении кривых 3–5 на рис. 7. Временная зависимость изменения концентрации становится немонотонной, причем величина максимума увеличивается с ростом величины \dot{Q} . Аналогичная немонотонность наблюдалась и в эксперименте *Б* в тех случаях, когда в процессе воз-

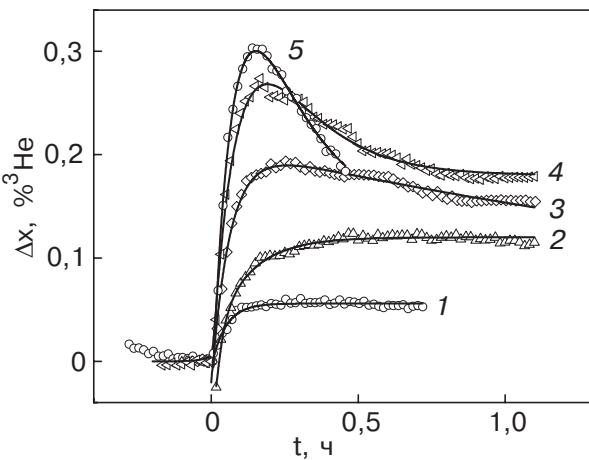


Рис. 7. Изменение концентрации со временем в эксперименте *А* при фиксированной температуре верхнего фланца ячейки $T_0 = 270 \text{ мК}$ и различных мощностях теплового потока \dot{Q} , $\text{мкВт}/\text{см}^2$: 2,2 (1); 3,8 (2); 8,9 (3); 13,3 (4); 17,8 (5). Сплошные линии — расчет по формулам (2),(3).

действия теплового потока в растворе происходило фазовое расслоение.

При отсутствии расслоения измеренные значения постоянной времени релаксации концентрации τ_x в зависимости от средней температуры приведены на рис. 8 для двух типов экспериментов. В пределах экспериментальной погрешности значения τ_x практически не зависят от температуры, и, как оказалось, характерные времена релаксации концентрации и температуры практически одинаковы.

Немонотонный характер кинетики изменения концентрации раствора при наличии фазового расслоения можно объяснить, исходя из простой модели, иллюстрирующей распределение концентрации по высоте ячейки в разные моменты времени после включения теплового потока (рис. 9). Рисунок 9,а соответствует начальному моменту времени до включения теплового потока, когда концентрация раствора x_0 одинакова по всей высоте. После включения теплового потока, когда атомы ${}^3\text{He}$ вместе с нормальной компонентой раствора устремляются к более холодной части ячейки, концентрация ${}^3\text{He}$ будет увеличиваться в верхней части ячейки. В предположении о линейном распределении концентрации ${}^3\text{He}$ по высоте ячейки (рис. 9,б) в центре ячейки концентрация будет оставаться равной x_0 . Это соответствует моменту времени, когда концентрация вблизи верхнего фланца ячейки меньше концентрации x_s , при которой происходит фазовое расслоение.

Рисунок 9,в соответствует моменту времени, когда концентрация вверху ячейки стала равной x_s , и в растворе начинается фазовое расслоение. Более легкая концентрированная фаза располагается в верхней части, а концентрационный датчик находится в разбавленной фазе. С этого момента времени даль-

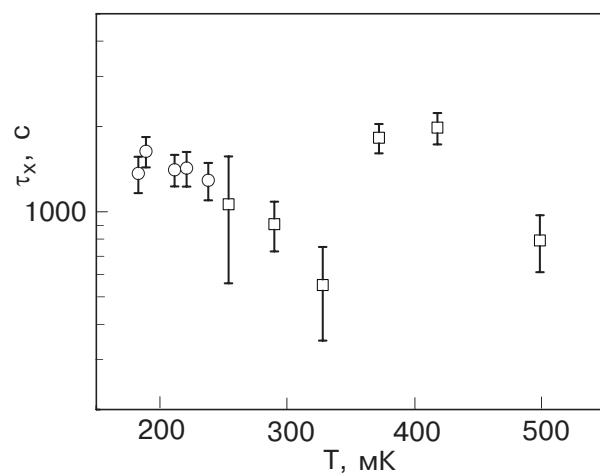


Рис. 8. Температурная зависимость постоянной времени релаксации концентрации: \square — эксперимент *Б*; \circ — эксперимент *Б*.

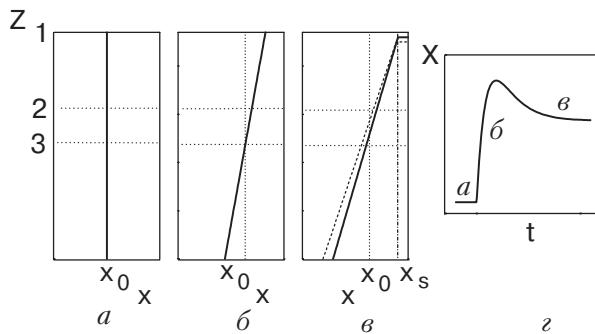


Рис. 9. Схема, иллюстрирующая распределение концентрации по высоте ячейки в разные моменты времени: *a* — перед включением теплового потока; *б* — после включения теплового потока, но перед началом фазового расслоения; *в* — после фазового расслоения (пунктир соответствует моменту времени, когда возрос объем верхней фазы); *г* — распределение концентрации от времени в месте расположения датчика. 1 — положение верхнего фланца ячейки, охлаждаемого рефрижератором растворения; 2 — положение емкостного датчика концентрации; 3 — середина ячейки.

нейшая релаксация раствора к равновесному соотношению между количеством концентрированной и разбавленной фаз происходит за счет обеднения нижней разбавленной фазы. Это означает, что концентрация ${}^3\text{He}$ в месте расположения датчика будет уменьшаться вплоть до достижения стационарного состояния, и в центре ячейки концентрация станет меньше x_0 .

Таким образом, если в процессе воздействия теплового потока в растворе происходит фазовое расслоение, то релаксация концентрации разбавленной фазы состоит из двух процессов: роста концентрации в меру воздействия теплового потока и (после расслоения) уменьшения концентрации разбавленной фазы, необходимого для формирования нормальной фазы, которая при достаточно низких температурах представляет собой почти чистый ${}^3\text{He}$. Отсюда возникает максимум на временной зависимости x и наличие двух характерных времен релаксации концентрации (рис. 9,*г*).

5. Релаксационные процессы и эффективная теплопроводность

В сверхтекучих растворах ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ постоянные времена релаксации определяются введенной Халатниковым [1] эффективной теплопроводностью κ_{eff} , которая является комбинацией коэффициентов дифузии, теплопроводности и термодиффузии:

$$\kappa_{\text{eff}} = \tilde{\kappa} + \kappa_3, \quad (4)$$

где так называемая фонон-примесная теплопроводность $\tilde{\kappa}$ обусловлена макроскопическим движением нормальной компоненты раствора, диффузией и термодиффузией примесей, а κ_3 связана с теплопроводностью газа примесей. Отметим, что формула (4) получена в пренебрежении вкладом ротонов.

Связь между временем релаксации температуры τ_T (или концентрации τ_x) и эффективной теплопроводностью для сверхтекучих растворов получена в работе [5] на основе анализа дисперсионного уравнения для диффузионной моды, которое получается при решении системы гидродинамических уравнений при $P = \text{const}$. С учетом соответствующих граничных условий эта связь выражается следующим соотношением:

$$\tau_T = \frac{d^2 \rho C_{P,x}}{\kappa_{\text{eff}}} f(T, x), \quad (5)$$

где d — высота экспериментальной ячейки, ρ — плотность жидкости, $C_{P,x}$ — теплоемкость единицы объема раствора, а функция $f(T, x)$ определяется свойствами раствора и граничными условиями. В работе [5] функция $f(T, x)$ была рассчитана лишь для области температур вблизи λ -точки при условии, что на обоих концах ячейки поток примесей равен нулю. При этом к одному из фланцев прикладывался стационарный тепловой поток, а температуру другого поддерживали постоянной. В аналогичной ситуации для условий данного эксперимента при $T < 0,5$ К оценки показали, что величина $f(T, x)$ близка к единице.

В этом приближении значения κ_{eff} , вычисленные по формуле (5) с помощью измеренных в данной работе времен релаксации τ_T , приведены на рис. 10. Для сравнения там же приведены соответствующие значения κ_{eff} , полученные для того же раствора из измерения стационарных температурных градиентов [12] в условиях, когда в растворе еще нет тепловой конвекции. На рис. 10 представлены и результаты высокотемпературных измерений коэффициента эффективной теплопроводности, полученные в работе [13] для раствора с той же концентрацией 9,8% ${}^3\text{He}$. Как видно, все экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются между собой. Согласие между результатами релаксационных и стационарных измерений эффективной теплопроводности физически означает, что сделанное предположение о равенстве величины $f(T, x)$ единице адекватно условиям эксперимента.

Полученные значения κ_{eff} можно сравнить с результатом расчета в рамках кинетической теории сверхтекучих растворов ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ (см., например, [14]). Слагаемое $\tilde{\kappa}$ в пренебрежении ротонами было рассчитано в работе [6]:

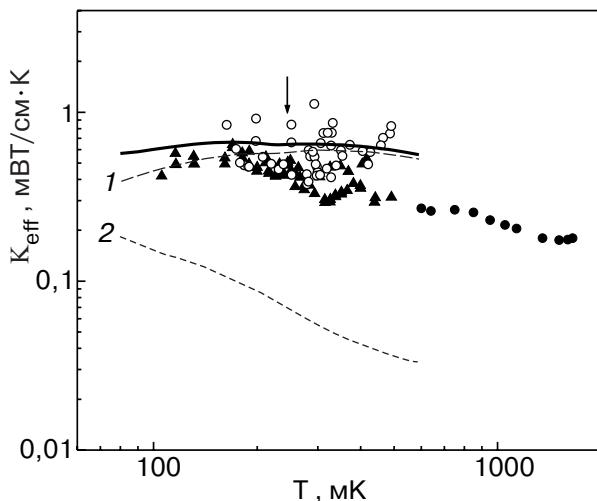


Рис. 10. Температурная зависимость эффективной теплопроводности в растворе с концентрацией 9,8% ${}^3\text{He}$: \blacktriangle — стационарные измерения; \circ — релаксационные измерения; \bullet — результаты работы [13]; сплошная линия — полная эффективная теплопроводность, рассчитанная по (4); 1 — фонон-примесная теплопроводность, рассчитанная по (6); 2 — примесная теплопроводность, рассчитанная по (12). Стрелка указывает температуру фазового расслоения.

$$\tilde{\kappa} = \frac{1}{3} C_{\text{ph}} u_1^2 \tau_{\text{phi}}, \quad (6)$$

где C_{ph} — фононная теплоемкость раствора, u_1 — скорость первого звука в растворе, τ_{phi} — эффективное время фонон-примесной релаксации. При расчете τ_{phi} в [6] были учтены весьма сложные и многообразные механизмы установления равновесия в фононной подсистеме при наличии примесей ${}^3\text{He}$. Вследствие распадного характера фононного спектра в растворах при малых давлениях [14] разрешены трехчастичные фононные процессы, обеспечивающие быстрое установление равновесия вдоль заданного направления (продольная релаксация) с характерным временем

$$\tau_{||} = 2,6 \cdot 10^{-10} T^{-5} [\text{с}]. \quad (7)$$

Кроме времени $\tau_{||}$, величина τ_{phi} определяется также процессами взаимодействия фононов с примесными возбуждениями. Как показано в работе [15], эти процессы описываются двумя временами релаксации — временем t_{sc} , учитывающим рэлеевское рассеяние длинноволнового «легкого» фонона на «тяжелой» примеси, и временем t_a , которое учитывает процессы поглощения и излучения фононов примесными возбуждениями, ограничивающими свободный пробег фононов при малых импульсах. В итоге имеем

$$\tau_{\text{phi}} = \frac{\int_0^\infty \tilde{t}_{\text{phi}} (\tau_{||} + \tilde{t}_{\text{phi}})^{-1} p^4 n' dp}{\int_0^\infty (\tau_{||} + \tilde{t}_{\text{phi}})^{-1} p^4 n' dp}, \quad (8)$$

где

$$\tilde{t}_{\text{phi}}^{-1} = t_{\text{sc}}^{-1} + t_a^{-1}, \quad (9)$$

а p и n' — соответственно импульс и производная функция распределения фононов по импульсу [14]. Время релаксации, соответствующее рэлеевскому рассеянию фононов на примеси, можно записать следующим образом:

$$t_{\text{sc}}(p) = \frac{7,7 N_4 \hbar^4}{u_1 x p^4}, \quad (10)$$

где N_4 — число атомов ${}^4\text{He}$ в единице объема.

Скорость релаксации, характеризующая поглощение фононов примесями, согласно [16], определяется как:

$$t_a^{-1}(p) = \frac{4}{3} \frac{P_F \lambda_i^2 p^2 \tau_{ii} \left[1 + \left(\frac{\varepsilon}{2\pi T} \right)^2 \right]}{\rho_4 \hbar^2 \left\{ \left[1 + \left(\frac{\varepsilon}{2\pi T} \right)^2 \right]^2 + \varepsilon^2 \tau_{ii}^2 \right\}}, \quad (11)$$

где P_F — давление ферми-газа, ε — энергия фонона, τ_{ii} — время примесь-примесной релаксации, которое обычно может быть найдено из экспериментов по вязкости и поглощению первого звука, λ_i — параметр раствора, определяемый энергией и эффективной массой примесных возбуждений [14].

Поскольку при интегрировании выражений (10), (11) по импульсам основную роль играют фононы со средней тепловой энергией $3kT$, то при расчете времен t_{sc} и t_a использовано значение $\varepsilon = 3kT$ и $p = 3kT/u_1$. При этом для концентрированных растворов, в соответствии с [6], не учитывалась роль продольной фононной релаксации. Рассчитанная фонон-примесная часть эффективной теплопроводности $\tilde{\kappa}$ показана на рис. 10 пунктирной линией 1.

Примесонная часть эффективной теплопроводности κ_3 может быть рассчитана в обычном газокинетическом приближении и для вырожденного случая равна

$$\kappa_3 = \frac{1}{3} C_3 v_F^2 \tau_{ii}, \quad (12)$$

где C_3 — примесная часть теплоемкости, v_F — фермиевская скорость примесных возбуждений. Расчет κ_3 согласно (12) приведен в виде пунктирной линии 2

на рис. 10, а полная эффективная теплопроводность показана сплошной линией. Стрелкой отмечена температура фазового расслоения, ниже которой расчет производился с учетом изменения концентрации разбавленной фазы при понижении температуры. Как видно на рис. 10, полученные экспериментальные данные для κ_{eff} согласуются с расчетом в рамках кинетической теории фонон-примесонной системы сверхтекучих растворов ^3He – ^4He . При этом доминирующий вклад в κ_{eff} вносит фонон-примесная теплопроводность.

6. Заключение

Проведенные эксперименты являются первым систематическим исследованием процессов релаксации температуры и концентрации сверхтекучих растворов ^3He – ^4He при низких температурах, когда исходный раствор расслаивается на концентрированную и разбавленную фазы. Они показали, что лишь в однородной области температура и концентрация раствора релаксируют по одинаковому закону с близкими временами релаксации. В области расслоения релаксация концентрации оказывается более сложной, что связано с возникновением и ростом концентрированной фазы в верхней части ячейки.

Другая специфика сверхтекучих растворов ^3He – ^4He связана с наличием двух мод — звуковой и диссипативной, что приводит к своеобразной двухэтапной релаксации. При воздействии теплового потока возникающее изменение осмотического давления тепловых и примесных возбуждений релаксирует со скоростью второго звука, а затем за счет появления градиентов температуры и концентрации возникают диссипативные потоки возбуждений, которые характеризуются эффективной теплопроводностью. Полученные из релаксационных измерений значения эффективной теплопроводности находятся в согласии с соответствующими данными, полученными при измерении стационарных температурных градиентов.

Работа частично поддержана в рамках научной программы НАТО, грант PST.CLG.978495.

- И.М. Халатников, В.А. Жарков, *ЖЭТФ* **32**, 1108 (1957); И.М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, Москва (1971).
- Л.П. Горьков, Л.П. Питаевский, *ЖЭТФ* **33**, 634 (1957).
- A. Griffin, *Can. J. Phys.* **47**, 429 (1969).
- R.P. Behringer and H. Meyer, *J. Low Temp. Phys.* **46**, 407 (1982).
- R.P. Behringer and H. Meyer, *J. Low Temp. Phys.* **46**, 435 (1982).

- И.Н. Адаменко, В.И. Цыганок, *ЖЭТФ* **88**, 1641 (1985).
- И.Н. Адаменко, К.Э. Немченко, В.И. Цыганок, А.И. Черванев, *ФНТ* **20**, 636 (1994).
- К.Э. Немченко, *ФНТ* **23**, 799 (1997).
- К.Э. Немченко, *ФНТ* **24**, 941 (1998).
- J. Tuttle, F. Zhong, and H. Meyer, *J. Low Temp. Phys.* **82**, 15 (1991).
- D. Murphy and H. Meyer, *J. Low Temp. Phys.* **107**, 175 (1997).
- А.А. Задорожко, Т.В. Калько, Э.Я. Рудавский, В.К. Чаговец, Г.А. Шешин, *ФНТ* **29**, 367 (2003).
- T.S. Sullivan, V. Steinberg, and R.E. Ecke, *J. Low Temp. Phys.* **90**, 343 (1993).
- И.Н. Адаменко, Э.Я. Рудавский, *ФНТ* **13**, 3 (1987).
- G. Baym and W.F. Saam, *Phys. Rev.* **171**, 172 (1968).
- G. Baym and C. Ebner, *Phys. Rev.* **164**, 235 (1967).

Relaxation of temperature and concentration in superfluid ^3He – ^4He mixtures. Effective thermal conductivity

А.А. Задорожко, Т.В. Калько, К.Е. Немченко, Е.Я. Рудавский, В.К. Чаговец, и Г.А. Шешин

The relaxation of temperature and concentration is investigated in superfluid ^3He – ^4He mixtures with initial molar concentration 9.8% ^3He at various thermal flows in the temperature range 100–500 mK. It is shown that the kinetics of temperature change in the liquid can be described by an exponential function and the time constants obtained have a weak temperature dependence. The relaxation of concentration is similar to that of temperature only in the single-phase mixture. Below the separation temperature, the change of concentration with time is non-monotonic and can be described by a superposition of two exponential functions. This kinetic behavior of the mixture is explained in the framework of the simple model for distribution of concentration as a function of cell height at different instants of time after switching on the thermal flow. It is shown that the relaxation of concentration in the diluted phase consists of two processes: the growth of concentration due to the involvement of the impuritons ^3He in the normal motion and the decrease of concentration due to the formation and growth of the concentrated phase. The time relaxation data obtained are used to estimate the effective thermal conductivity of the mixture. The data are in reasonable agreement with the results of the phonon-impuriton theory of superfluid mixtures.