

## Концентрационная зависимость поглощения первого звука в пересыщенных сверхтекучих растворах ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ при повышенном давлении

А. А. Задорожко, Т. В. Калько, Э. Я. Рудаковский, И. А. Ушеров-Маршак,  
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: rydavskii@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 28 сентября 2001 г.

Проведено экспериментальное исследование концентрационных зависимостей коэффициента поглощения первого звука в сверхтекучих растворах  ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$  в насыщенной и пересыщенной областях при давлениях 0–10 атм. Использована оригинальная методика непрерывного изменения концентрации *in situ* за счет изменения осмотического и термомеханического давлений, что позволило провести измерения в метастабильной долгоживущей фазе сверхтекучих растворов. Показано, что полученные данные хорошо описываются в рамках теории распространения звука в газе фермиевских возбуждений без учета фермижидкостных поправок. Соответствующие значения эффективной массы и времени релаксации квазичастиц  ${}^3\text{He}$  взяты из анализа имеющихся экспериментальных данных. В области пересыщенных растворов в пределах погрешности эксперимента не было зарегистрировано избыточного поглощения звука.

Проведено експериментальне дослідження концентраційних залежностей коефіцієнта поглинання першого звуку в надплинних розчинах  ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$  в насиченій та пересиченій областях при тисках 0–10 атм. Використовано оригінальну методику безперервного змінювання концентрації *in situ* за рахунок змінювання осмотичного та термомеханічного тисків, що дозволило провести вимірювання у метастабільній довгоживучій фазі надплинних розчинів. Показано, що отримані дані добре описуються в рамках теорії розповсюдження звуку в газі фермієвських збуджень без врахування ферміїдинних поправок. Відповідні значення ефективної маси та часу релаксації квазічастинок  ${}^3\text{He}$  взято з аналізу наявних експериментальних даних. В області пересичених розчинів в межах похибки експерименту не було зареєстровано надмірного поглинання звуку.

PACS: 67.60.–g, 64.75.+g

### 1. Введение

Одной из характерных особенностей жидких растворов  ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$  является наличие фазового перехода первого рода — фазового расслоения, в результате которого жидкость расслаивается на более легкую концентрированную фазу, богатую  ${}^3\text{He}$ , и разбавленную сверхтекучую фазу, богатую  ${}^4\text{He}$ . При этом кривая фазового расслоения при  $T \rightarrow 0$  стремится не к нулевым значениям концентрации, а к конечной растворимости

$x_0 \approx 6,7\%$   ${}^3\text{He}$ . Это означает, что при очень низких температурах и  $x < x_0$  раствор  ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$  является однородной квантовой жидкостью, представляющей собой раствор нормальной ферми-жидкости в сверхтекучей бозе-жидкости. Свойства такой системы подробно описаны в монографиях [1,2].

Кинетические свойства ферми–бозе-квантовых жидкостей (вырожденных растворов  ${}^3\text{He}$  в  ${}^4\text{He}$ ) определяются процессами взаимодействия элементарных возбуждений, среди которых главную

роль при низкой температуре играют фермиевские возбуждения — квазичастицы  ${}^3\text{He}$ . При этом важная информация о таких растворах была получена в результате экспериментальных и теоретических исследований акустических свойств системы [3–9]. В частности, был зарегистрирован релаксационный процесс в газе фермиевских возбуждений с характерным временем релаксации  $\tau_{33}$ , приводящий к появлению максимума в поглощении звука, который при возрастании частоты звука уширяется и смещается в сторону более высоких температур. Последующий анализ показал, что этот релаксационный процесс связан с вязкостью ферми-жидкости, которая обратно пропорциональна квадрату температуры.

В последние годы вновь возрос интерес к кинетическим процессам в вырожденных растворах  ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$  после того, как была экспериментально показана возможность расширения области сверхтекучести растворов за счет реализации метастабильной долгоживущей сверхтекучей фазы [10,11]. И хотя величина наблюдаемого пересыщения пока оказалась заметно меньше, чем предсказывает теория гомогенной нуклеации, это открыло возможность, в частности, продолжить исследование поглощения звука до более высоких концентраций. При этом предложенный метод непрерывного изменения концентрации в ходе эксперимента [12] позволяет впервые регистрировать концентрационную зависимость поглощения звука при постоянных температуре и давлении. Самостоятельный интерес также представляет исследование поглощения звука в пересыщенном сверхтекучем растворе, где возможны дополнительные источники диссипации [13]. Данная работа была предпринята с целью изучения указанного круга вопросов.

## 2. Методика эксперимента

На рис. 1 показана схема экспериментальной ячейки вместе с низкотемпературной частью рефрижератора растворения. Ячейка содержит две камеры — управляющую 1, которая через капилляр 2 соединена с измерительной камерой 3. Внутри последней расположена звуковая ячейка 4 для акустических измерений и емкостный датчик концентрации 5. Измерительная камера имеет постоянный тепловой контакт с камерой растворения 6 через резьбовое соединение, а управляющая камера 1, снабженная нагревателем 9, соединена с камерой испарения через тепловой ключ 13 со сверхтекучим  ${}^4\text{He}$ . В замкнутом состоянии ключ заполняли сверхтекучей жидкостью, и управляющая камера быстро принимала

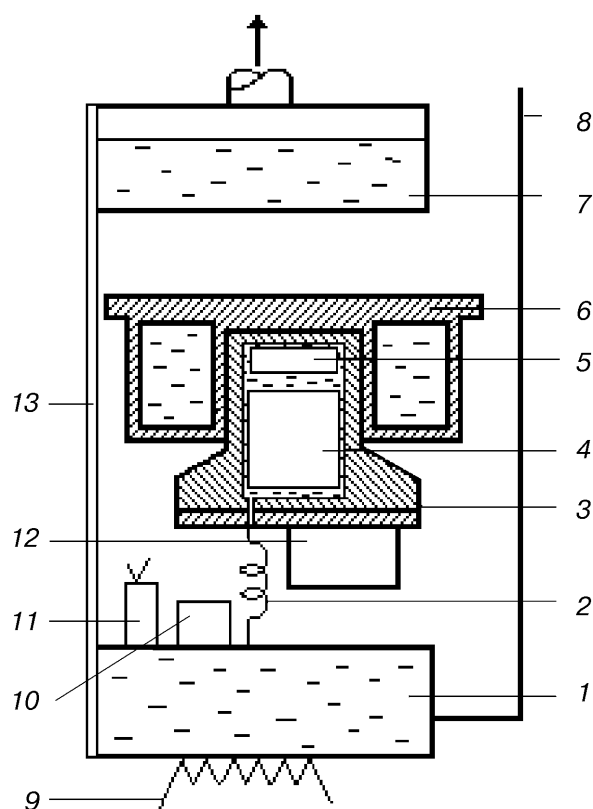


Рис. 1. Схема экспериментальной ячейки и ее расположение в рефрижераторе растворения: 1 — управляющая камера; 2 — соединительный капилляр; 3 — измерительная камера; 4 — звуковая ячейка; 5 — емкостный датчик концентрации; 6 — камера растворения; 7 — камера испарения; 8 — капилляр заполнения; 9 — нагреватель; 10 — жидкостный термометр с  ${}^3\text{He}$ ; 11 — угольный термометр сопротивления; 12 — кристаллизационный термометр  ${}^3\text{He}$ ; 13 — тепловой ключ.

температуру камеры испарения. Для размыкания ключа использовали термомеханический насос, откачивающий жидкий  ${}^4\text{He}$  из ключа.

Температуру измерительной камеры регистрировали с помощью кристаллизационного термометра 12, основанного на измерении кривой плавления  ${}^3\text{He}$ . Для определения температуры управляющей камеры использовали жидкостный термометр 10, регистрирующий упругость пара  ${}^3\text{He}$ , и угольный термометр сопротивления 11. Исследуемый раствор конденсировался в обеих камерах — измерительной (объемом  $6,17\text{ см}^3$ ) и управляющей (объемом  $53,04\text{ см}^3$ ). Если температуры обеих камер были одинаковы, то концентрации раствора в них также совпадали. При нагревании управляющей камеры (после размыкания теплового ключа) в ней возникало дополнительное осмотическое давление и давление

фонтанирования, под действием которых  ${}^3\text{He}$  перетекал из управляющей камеры в измерительную. Концентрацию  ${}^3\text{He}$  в измерительной камере можно было измерить в ходе эксперимента с помощью емкостного датчика 5 по изменению диэлектрической постоянной. Указанный метод позволял также уменьшать концентрацию в измерительной камере, для чего нагреватель 9 выключали и камеру 1 охлаждали через тепловой ключ 13. Для уменьшения теплового граничного сопротивления Капицы между исследуемым раствором и корпусом камеры растворения в измерительной камере использовали небольшой теплообменник из спеченного медного порошка (на рис. 1 не показан).

Поглощение первого звука измеряли при частоте 30 МГц с помощью импульсной техники, описанной ранее [14]. Метод измерения основан на сравнении амплитуд двух радиоимпульсов — исследуемого и измерительного, которые формировались в одном и том же генераторе и проходили одни и те же усилительные устройства. Излучателем звука служила кварцевая пластинка X-среза с основной частотой 10 МГц, которая в перерыве между излучениями работала как приемник звука. Юстировку параллельности кварцевой пластинки и отражателя проводили в отдельном эксперименте с  ${}^4\text{He}$ . Звук распространялся в полости диаметром 10 мм и длиной 7,15 мм. Для предотвращения возможного перегрева жидкости радиоимпульсами при низких температурах измерения проводили с интервалом в 10 с при длительности импульса 10 мкс. Также обращалось внимание на отсутствие влияния амплитуды сигнала и нелинейных эффектов. Погрешность в измерении коэффициента поглощения звука не превышала 5%.

Конструкция экспериментальной ячейки позволяла проводить измерения при повышенных давлениях, которые создавались с помощью газификатора — «бомбы». Для измерения и стабилизации давления использовали поршневой манометр, к которому для повышения точности был добавлен визуальный масляный индикатор. Постоянство давления достигалось путем поддержания установленного уровня масла в трубке с точностью  $\pm 1$  мм масляного столба. Погрешность в определении давления не превышала 0,1 бар.

### 3. Изменение концентрации раствора и соответствующее изменение поглощения звука

В начале эксперимента обе камеры экспериментальной ячейки — измерительная и управ-

ляющая — были заполнены раствором с одной и той же концентрацией, после чего измерительная ячейка охлаждалась совместно с камерой растворения, управляющая камера охлаждалась через тепловой ключ 13 и имела температуру камеры испарения рефрижератора. Затем управляющая камера нагревалась со скоростью  $\sim 3-4$  мК/мин, при этом происходил рост концентрации в измерительной камере (см. на рис. 2, а.) Изменение концентрации  $\Delta x$  определялось по изменению емкости  $\Delta C$  специального емкостного датчика 5 (рис. 1), который был расположен так, чтобы после расслоения он полностью находился в разбавленной фазе. Изменение концентрации  $\Delta x$  вызывало изменение диэлектрической постоянной раствора  $\epsilon$ , которая связана с молярным объемом известным соотношением Клаузиуса–Моссотти, молярный объем раствора  $V_x$  выражался через молярный объем  ${}^4\text{He}$   $V_4$

$$V_x(P, T, x) = V_4(P, T)(1 + \alpha_{PT}x), \quad (1)$$

параметр  $\alpha_{PT}$  фигурирует в теории вырожденных растворов [15] и равен относительному изменению молярного объема раствора при замещении атома  ${}^4\text{He}$  атомом  ${}^3\text{He}$ . В пределе малых концентраций  ${}^3\text{He}$  при  $P \rightarrow 0$  и  $T \rightarrow 0$   $\alpha_{00} = 0,284 \pm 0,005$  [16]. Детальные  $P$ – $V$ – $T$  измерения, проведенные в работе [17], позволили определить зависимость  $\alpha_{PT}$  от давления при  $T > 0$ . Было показано, что  $\alpha_{P0}$  сильно уменьшается с ростом давления. Температурную зависимость  $\alpha_{PT}$  можно учесть следующим образом:

$$\alpha_{PT} = \alpha_{P0} - \alpha_T T, \quad (2)$$

где параметр  $\alpha_T = 0,032 \pm 0,003 \text{ K}^{-1}$  был определен в работе [16]. При этом мы полагаем, что в исследованной области концентраций  $\alpha_{PT}$  не зависит от концентрации. Тогда уравнение Клаузиуса–Моссотти будет отражать связь между диэлектрической постоянной и концентрацией раствора

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} \frac{\gamma}{V_4(P, T)[1 + (\alpha_{00} - \alpha_T T)x]}, \quad (3)$$

где  $\gamma$  — поляризуемость раствора, которая принималась равной  $0,1232 \text{ см}^3/\text{моль}$  [18]. Учитывая, что изменение емкости плоского емкостного датчика  $\Delta C / C = \Delta \epsilon / \epsilon$ , получаем из (3) конечную формулу для определения изменения концентрации  $\Delta x$  через соответствующее изменение емкости  $\Delta C$  концентрационного датчика:

$$\Delta x = A(P)\Delta C, \quad (4)$$

где

$$A(P) = \frac{3\varepsilon(P)}{[\varepsilon(P) - 1][\varepsilon(P) + 2]} \frac{1 + \alpha_{PT}(P)x}{\alpha_{PT}(P)C}$$

Обычно величина  $A(P)$  при каждом давлении определялась в точке, соответствующей насыщенному раствору на равновесной линии расслоения (точка А, рис. 2). Изменение концентрации  $\Delta x$  отсчитывалось от исходной концентрации в измерительной камере, а абсолютное значение концентрации получалось с помощью той же реперной точки А.

Значения  $\Delta x$ , вычисленные по формуле (4) и приведенные на рис. 2,а, в зависимости от времени не показывают никакой аномалии при пересечении равновесной линии фазового расслоения (точка А, рис. 2,б). Этот момент на рисунке отмечен стрелкой. Скачок в  $\Delta x$  наблюдается позднее, после достижения заметного пересыщения раствора  $\Delta x_s$ . Как и ранее [10], наблюдаемое метастабильное состояние является долгоживущим, и вдали от точки быстрого зародышеобразования масштаб характерного времени его жизни составляет часы.

Временная зависимость коэффициента поглощения звука в исследуемом растворе с изменяющейся концентрацией представлена на рис. 2,б. Характер зависимости практически такой же, как  $x(t)$  (см. рис. 2,а). Поскольку в работе измерялось относительное поглощение звука, то для получения абсолютных значений  $\alpha$  производилась нормировка в точке А, где поглощение звука в насыщенном растворе было изучено ранее [4,8,9] и показано, что оно хорошо описывается зависимостью [5]

$$\alpha = \frac{2}{3} \frac{\lambda^2 P_F(T)}{\rho c^3} \frac{\omega^2 \tau_{33}}{1 + \omega^2 \tau_{33}^2}, \quad (5)$$

где  $\rho_4$  — плотность  $^4\text{He}$ ;  $c$  и  $\omega$  — скорость и частота звука;  $P_F(T)$  — давление газа фермиевских возбуждений при температуре  $T$ ;  $\tau_{33}$  — характерное время релаксации в системе квазичастиц  $^3\text{He}$ , а параметр  $\lambda$  выражается через эффективную массу  $m^*$  фермиевских возбуждений:

$$\lambda = \left( 1 + \alpha_{PT} + \frac{m^* - m_3}{m_3} \right) \frac{m_4}{m^*}, \quad (6)$$

$m_3$  и  $m_4$  — массы атомов  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ . Выражение (5) получено в предположении, что звук распространяется в газе фермиевских возбуждений массой  $m^*$  и давлением  $P_F(T)$ . Среди параметров, входящих в выражение (5), хорошо известны

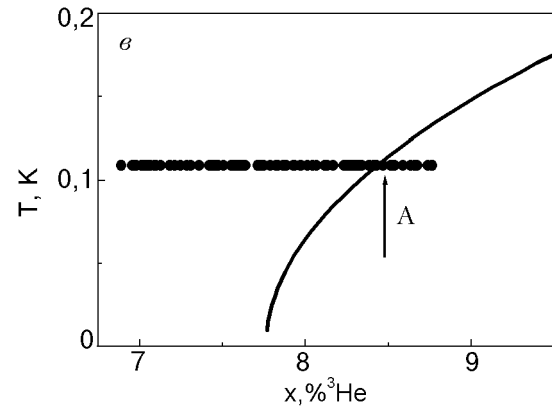
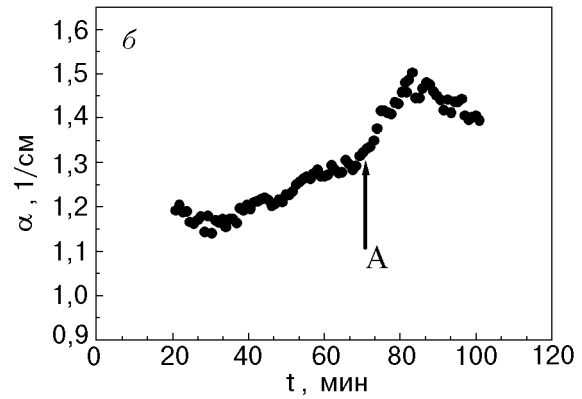
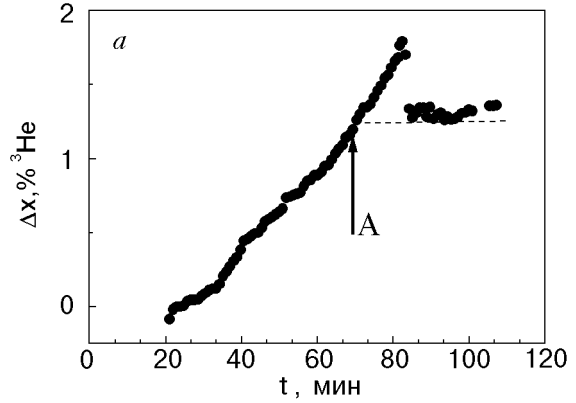


Рис. 2. Изменение со временем концентрации исследуемого раствора (а); соответствующее изменение со временем коэффициента поглощения звука при температуре 109 мК и давлении 2 бар (б); изменение концентрации раствора в ходе эксперимента относительно равновесной линии расслоения (сплошная линия) (в). Стрелкой всюду указано пересечение с линией фазового расслоения.

все, кроме двух —  $\tau_{33}$  и  $m^*$ . Поэтому выбор этих параметров требует самостоятельного анализа.

#### 4. Время релаксации и эффективная масса фермиевских возбуждений в растворе

Впервые время релаксации  ${}^3\text{He}-{}^3\text{He}$  в растворе было исследовано для невырожденного случая. В вырожденной области для определения времени примесной релаксации важную роль сыграли акустические эксперименты [4], в которых был зарегистрирован максимум в поглощении звука при температуре  $\sim 50$  мК, обусловленный релаксацией в газе фермиевских возбуждений. Последующий анализ механизмов поглощения звука в этой области [5] позволил записать время релаксации  $\tau_{33}$  в виде

$$\tau_{33} = \frac{A(P, x)}{T^2} \left[ 1 + B(P, x) \left( \frac{T}{T_F} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где

$$T_F = \frac{\hbar^2}{2km^*} \left( 3\pi^2 \frac{N_A x}{V_m} \right)^{2/3}$$

— температура фермиевского вырождения раствора,  $N_A$  — число Авогадро, а коэффициенты  $A(P, x)$  и  $B(P, x)$ , зависящие от концентрации и давления, подбирались так, чтобы максимум, наблюдаемый в поглощении звука при низких температурах, совпадал с расчетным. Последующие эксперименты по поглощению звука в растворах

${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$  [8,9] существенно расширили исследованную область концентраций, температур, давлений и частот. Значения  $\tau_{33}$ , полученные из акустических экспериментов [4,8,9], приведены на рис. 3. На графиках видно, что данные трех групп авторов хорошо согласуются между собой.

Другой независимый способ определения времени релаксации фермиевских возбуждений в растворах связан с использованием экспериментальных данных об их вязкости [19–21]. Если вязкость раствора определяется только квазичастицами  ${}^3\text{He}$ , то ее связь со временем  $\tau_{33}$  может быть записана в виде [5]

$$\eta_3 = P_F(T) \tau_{33}, \quad (8)$$

а давление газа квазичастиц  ${}^3\text{He}$  в вырожденной области определяется по формуле

$$P_F(T) = \frac{2}{5} \frac{kT_F N_A x}{V_x} \left[ 1 + \frac{5\pi^2}{12} \left( \frac{T}{T_F} \right)^2 - \frac{\pi^4}{16} \left( \frac{T}{T_F} \right)^4 \right]. \quad (9)$$

Значения  $\tau_{33}$ , вычисленные из экспериментальных значений вязкости [18,19] по формулам (8) и (9), также показаны на рис. 3. Из приведенных данных видно, что величина  $\tau_{33}$  весьма заметно уменьшается с ростом температуры, имеет слабую концентрационную зависимость и практически не зависит от давления.

Что же касается другого параметра, входящего в уравнения (5) и (6), эффективной массы  $m^*$  квазичастицы  ${}^3\text{He}$ , то имеющиеся данные поды-

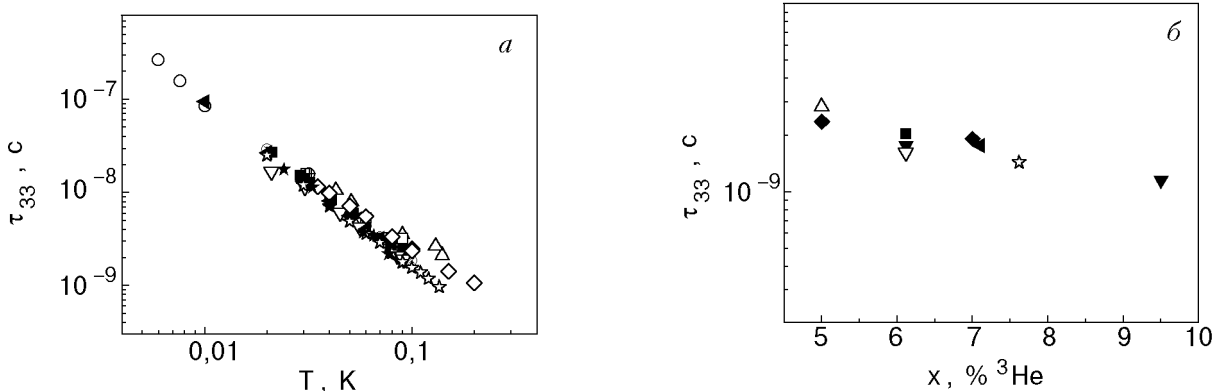


Рис. 3. Время релаксации  $\tau_{33}$  для различных давлений в зависимости от температуры при концентрации  $\sim 5-7\%$   ${}^3\text{He}$  (а) и в зависимости от концентрации при температуре 100 мК (б).  $\Delta$  —  $x = 5\%$   ${}^3\text{He}$ ,  $P = 0$  по поглощению звука [4];  $\square$  —  $x = 5,73\%$   ${}^3\text{He}$ ,  $P = 0$  по поглощению звука [8];  $\bullet$  —  $x = 5,73\%$   ${}^3\text{He}$ ,  $P = 10$  бар по поглощению звука [8];  $\circ$  — насыщенный раствор,  $P = 0$  по вязкости [9];  $\blacklozenge$  —  $x = 5\%$   ${}^3\text{He}$ ,  $P = 0$  по вязкости [19];  $\blacktriangledown$  —  $x = 6,12\%$   ${}^3\text{He}$ ,  $P = 9,8$  бар по вязкости [20];  $\blacktriangleleft$  —  $x = 7,1\%$   ${}^3\text{He}$ ,  $P = 0$  по вязкости [20];  $\nabla$  —  $x = 6,12\%$   ${}^3\text{He}$ ,  $P = 19,4$  бар по вязкости [20];  $\star$ ,  $\star$  — насыщенный раствор,  $P = 0$  по вязкости и осмотическому давлению соответственно [21].

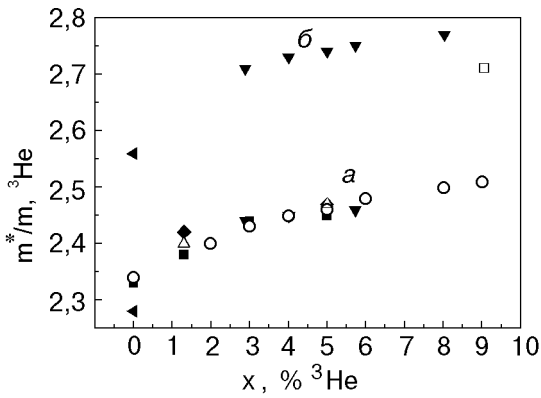


Рис. 4. Концентрационная зависимость эффективной массы примесных возбуждений в растворе  $P = 0$  (а);  $P = 10$  бар (б).  $\blacktriangledown$  — [8];  $\blacksquare$  — [22];  $\triangle$  — [23];  $\blacklozenge$  — [24];  $\blacktriangleleft$  — [25];  $\square$  — [26];  $\circ$  — [27].

тожены на рис. 4 для двух давлений. Здесь приведены значения  $m^*$ , полученные из измерений поглощения первого звука [8], теплоемкости [22–24], скорости второго звука [25] и линии фазового расслоения при высоких давлениях [26]. На графике также показаны сглаженные значения эффективной массы, рассчитанные в [27], исходя из потенциала взаимодействия  $^3\text{He}$ – $^3\text{He}$ , предложенного в работе [15]. Обращает внимание тот факт, что, согласно данным [26], в области больших концентраций намечается отклонение от монотонного возрастания зависимости  $m^*(x)$ . В остальном, экспериментальные данные вполне удовлетворительно согласуются друг с другом. При этом предполагается, что величина  $m^*$  не зависит от температуры.

### 5. Зависимость коэффициента поглощения звука от концентрации. Сравнение с теорией

На рис. 5 приведены полученные экспериментальные данные о поглощении звука  $\alpha$  в насыщенных и пересыщенных растворах (граница областей их сосуществования указана стрелкой) и значения  $\alpha$ , рассчитанные согласно формулам (5), (6) с учетом значений  $\tau_{33}$  и  $m^*$ , приведенных на рис. 3, 4. Здесь также нанесены экспериментальные результаты, полученные в работе [8] при той же частоте звука и том же давлении, но при меньших концентрациях  $^3\text{He}$ .

Как следует из графиков, полученные концентрационные зависимости поглощения звука в пределах суммарной погрешности согласуются с предсказаниями теории [5,6], использующей га-

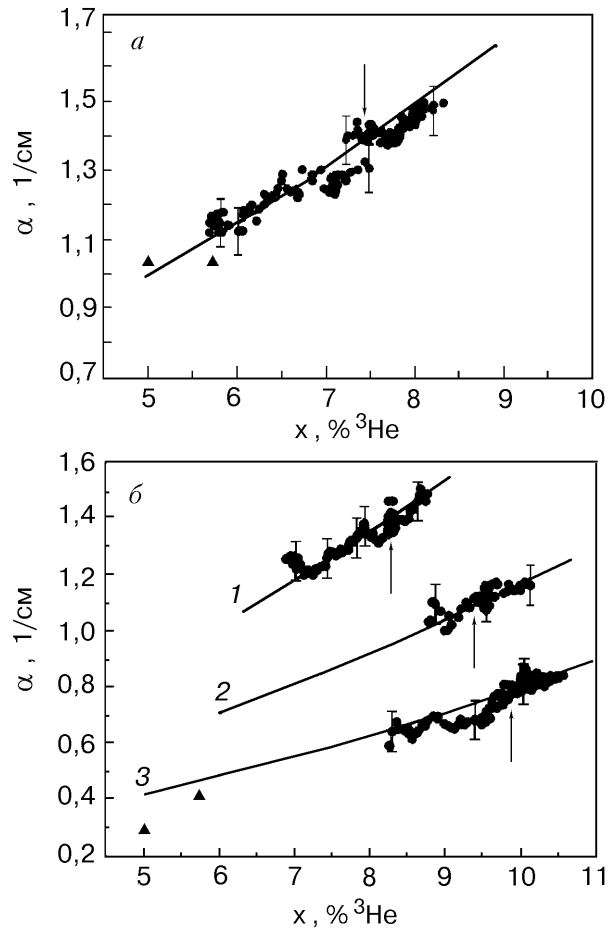


Рис. 5. Концентрационная зависимость поглощения первого звука при  $T = 120$  мК, частоте звука 30 МГц и разных давлениях  $P$ , атм.: 0,55 (а); 2 (1), 5 (2), 10 (3) (б);  $\bullet$  — настоящая работа;  $\blacktriangle$  — [8]. Стрелки указывают концентрации, соответствующие фазовому расслоению при данном давлении, линии — расчет по (5).

зовую модель квазичастиц  $^3\text{He}$  без учета фермижидкостных поправок. Это означает, что в исследованной области концентраций и давлений основным механизмом затухания первого звука является непосредственное поглощение акустического фона квазичастицами  $^3\text{He}$ . Однако при этом в области высоких давлений и концентраций наблюдается согласие между экспериментом и теорией, если эффективная масса примесных возбуждений заметно уменьшается с ростом концентрации, что коррелирует с выводами работы [26].

Отметим также, что в пределах погрешности эксперимента полученные данные не проявляют какой-либо аномалии при переходе из области насыщенного раствора в область пересыщенного раствора. Избыточное поглощение звука в пере-

сыщенной области может появиться, если метастабильный пересыщенный раствор стал неоднородным, т.е. в нем появились взвешенные капли концентрированной фазы (почти чистого  ${}^3\text{He}$ ). Благодаря гравитации эти капли всплывают, и кинетика процесса сильно зависит от размера капель  $R$ , определяющего скорость всплытия.

Задача о распространении звука в такой системе была решена в работе [13]. Авторы работы рассмотрели три возможных диссипативных процесса, приводящих к дополнительному поглощению звука в пересыщенном растворе. Первый механизм обусловлен разной сжимаемостью капли и окружающего раствора, что приводит к поглощению звука. В этом случае выражение для поглощения звука имеет следующий вид:

$$\alpha_1 = \frac{2\pi}{9} k_1^4 \left( 1 - \frac{\rho_1 c_1^2}{\rho_2 c_2^2} \right)^2 R^6 N_d, \quad (10)$$

где  $k$  — волновой вектор звука,  $\rho$  — плотность фазы,  $c$  — скорость звука в ней, а индексы 1 и 2 относятся к раствору и каплям соответственно,  $N_d$  — число капель в единице объема.

Второй механизм затухания звука обусловлен колебательным движением раствора относительно капли, которое приводит к увлечению капли. Соответствующее поглощение звука выражается

$$\alpha_{II} = \frac{2\pi}{3} \left( \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + 2\rho_2} \right)^2 N_d \left[ k_1^4 R^6 + 9k_1 \lambda_1 R^2 \left( 1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{-1} \right], \quad (11)$$

где  $\lambda_{1,2} = (2\eta_{1,2} / \rho_{1,2}\omega)^{1/2}$  — глубина проникновения вязкой волны соответствующей фазы.

Третий рассмотренный диссипативный процесс описывает поглощение звука, связанное с возбуждением падающей звуковой волной с частотой  $\omega$  собственных колебаний капли с частотой  $\omega_2$ . Это приводит к дополнительному поглощению, которое зависит от соотношения между  $\omega_1$  и  $\omega_2$  и является весьма сложной функцией  $\lambda_i$ ,  $\rho_i$  и  $k_i$ .

Отметим, что приведенное в [13] рассмотрение справедливо лишь для капель размером  $R$ , удовлетворяющим условию:

$$\lambda_{1,2} \ll R \ll \frac{1}{k_{1,2}}. \quad (12)$$

Проведенный анализ трех указанных механизмов поглощения звука на каплях с учетом (12) показал, что в условиях данного эксперимента основ-

ным диссипативным процессом является первый механизм, по сравнению с которым двумя другими можно пренебречь. Как видно из (10), величина  $\alpha_1$  монотонно увеличивается с ростом  $R$ . Однако при больших  $R$ , когда  $R \sim 1/k_{1,2} \sim 10^{-4}$  см время гравитационного всплытия капель мало ( $\sim 100$  с), и вклад таких капель в поглощение звука очень трудно зарегистрировать. Что же касается малых капель ( $R \sim 10^{-5}$  см), которые всплывают достаточно медленно, то их вклад в  $\alpha_1$  согласно (10) столь мал, что он меньше погрешности измерений. Таким образом, в условиях данного эксперимента избыточное поглощение звука в пересыщенном растворе, предсказанное в [13], не могло быть зарегистрировано.

### Заключение

Методика непрерывного изменения концентрации сверхтекучих растворов  ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$  позволила впервые измерить концентрационную зависимость поглощения первого звука при постоянной температуре и разных давлениях. Установлено, что в исследованной области концентраций, включающей также и пересыщенные метастабильные растворы, поглощение звука хорошо описывается теорией примесь-примесного поглощения для вырожденной области температур в рамках газовой модели фермиевских возбуждений. В условиях эксперимента не проявляется избыточное поглощение звука, связанное с появлением взвешенных капель концентрированной фазы в области пересыщенных растворов. Представляется целесообразным продолжение измерений в области больших частот с использованием автоматического режима регистрации.

Авторы выражают благодарность профессору И. Н. Адаменко и К. Э. Немченко за полезное обсуждение результатов данной работы.

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

1. И. М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, Москва (1971).
2. Б. Н. Есельсон, В. Н. Григорьев, В. Г. Иванцов, Э. Я. Рудавский, Д. Г. Саникидзе, И. А. Сербин, *Растворы квантовых жидкостей*, Наука, Москва (1971).
3. И. М. Халатников, В. Н. Жарков, *ЖЭТФ* **32**, 1108 (1957).
4. В. М. Abraham, Y. Ekstein, J. B. Ketterson, and J. H. Vignos, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1254 (1966); *ibid.* **20**, 251 (1968), *ibid.* **21**, 422 (1968).
5. G. Baym, W. F. Saam, and C. Ebner, *Phys. Rev.* **173**, 306 (1968); G. Baum and C. Pethick, *Physics*

- of *Liquid and Solid Helium*, K. H. Bennemann and J. B. Ketterson (eds.), Toronto (1978), p. 123.
6. И. Н. Адаменко, В. Н. Цыганок, *ЖЭТФ* **87**, 865 (1984); *ЖЭТФ* **88**, 1641 (1985).
  7. Э. Я. Рудаковский, В. К. Чаговец, *ФНТ* **10**, 1031 (1984); *ФНТ* **11**, 266 (1985).
  8. I. Fuji, A. J. Ikushima, M. Fukuhara, and K. Kanako, *J. Low Temp. Phys.* **57**, 179 (1984); *J. Low Temp. Phys.* **63**, 535 (1986).
  9. S. A. Wieggers, R. Jochemsen, C. C. Kranenburg, and G. Frossati, *J. Low Temp. Phys.* **71**, 69 (1988).
  10. В. А. Михеев, Э. Я. Рудаковский, В. К. Чаговец, Г. А. Шешин, *ФНТ* **17**, 444 (1991).
  11. T. Satoh, M. Morishuta, and M. Ogata, *Physica* **B169**, 513 (1991); *Physica* **B197**, 397 (1994).
  12. А. А. Голуб, В. А. Михеев, Э. Ф. Рудаковский, В. К. Чаговец, *А. с. 1469292 СССР*, опублик. 30.03. 89, Бюл. № 12.
  13. И. Н. Адаменко, О. Е. Гусев, К. Э. Немченко, В. Н. Цыганок, *ФНТ* **18**, 1085 (1992).
  14. В. К. Чаговец, Э. Я. Рудаковский, В. А. Гончаров, *ФНТ* **11**, 266 (1985).
  15. J. Bardeen, G. Baym, and D. Pines, *Phys. Rev.* **156**, 207 (1967).
  16. D. O. Edwards, E. M. Ifft, and R. E. Sarwinski, *Phys. Rev.* **177**, 380 (1969).
  17. H. A. Kierstead, *J. Low Temp. Phys.* **24**, 497 (1976).
  18. G. E. Watson, J. D. Reppy, and R. C. Richardson, *Phys. Rev.* **188**, 384 (1969).
  19. K. A. Kuenhold, D. B. Crum, and R. E. Sarwinski, *Phys. Rev. Lett.* **41A**, 13 (1972).
  20. R. Konig and F. Pobell, *J. Low Temp. Phys.* **89**, 465 (1992); *ibid.* **97**, 287 (1994).
  21. J. C. H. Zeegers, A. Th. A. M. de Waele, and H. M. Gijnsman, *J. Low Temp. Phys.* **112**, 199 (1998).
  22. E. Polturak and R. Rosebaum, *J. Low Temp. Phys.* **43**, 477 (1981).
  23. R. M. Mueller, H. Chocholacs, Ch. Buchal, M. Kubota, J. R. Owers-Bradley, and F. Pobell, *Proc. LT-17*, Amsterdam (1984), p. 1247.
  24. A. C. Anderson, D. O. Edwards, and W. R. Roach, *J. Low Temp. Phys.* **63**, 535 (1966).
  25. R. A. Shevlock and D. O. Edwards, *Phys. Rev.* **8**, 2744 (1973).
  26. H. Fukuyama, I. Kurikawa, H. Ishimoto, and S. Ogawa, *Phys. Rev.* **B45**, 12942 (1992).
  27. R. Radebaugh, *NBC Technical Note*, № 362 (1967), p. 137.

Concentration dependence of first sound attenuation in supersaturated superfluid  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  mixtures under elevated pressure

A. A. Zadorozhko, T. V. Kalko,  
E. Ya. Rudavskii, I. A. Usherov-Marshak,  
V. K. Chagovets, and G. A. Sheshin

The experimental study of concentration dependences of the first sound attenuation coefficient in superfluid  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  mixtures for saturated and supersaturated regions at 0–10 atm has been carried out. The original technique of continuous change of concentration *in situ* by varying osmotic and thermomechanic pressures was used to perform the measurements in the metastable long-lived phase of superfluid mixtures. It is shown that the data obtained are in good agreement with the theory of sound propagation in a gas of fermi-excitations without any fermi-liquid corrections. The corresponding values of effective mass and time relaxation of  $^3\text{He}$  quasi-particles were taken from the analysis of the experimental data available. No excess sound attenuation was registered in the supersaturated region within the experimental error.