539.128.53

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НУЛЕВОГО ЗВУКА В ЖИДКОМ He^3 ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ *)

В. Р. Абель, А. К. Андерсон и Дж. К. Уитли

Мы наблюдали распространение звука в жидком He^3 при давлении 0,32 *атм* и частотах 15,4 и 45,5 *Мгц* вплоть до температуры T^*, равной 2 *мград* по магнитной шкале температур. Шкала задавалась цилиндрическим образцом, приготовленным из порошка церий-магниевого нитрата (CMN). Диаметр цилиндра был равен его высоте. С повышением температуры затухание звука увеличивается, достигает максимума и затем начинает уменьшаться. При низких температурах затухание пропорционально $(T^*)^2$ и не зависит от частоты. При высоких температурах затухание пропорционально ω^2/T^{*2}, где ω — угловая частота. Скорость звука относительно слабо зависит от температуры как при высоких, так и при низких температурах, но вблизи максимума затухания она меняется.

В 1957 г. Ландау [1] предсказал, что при достаточно низких температурах в жидком He^3 может распространяться звук нового типа, который он назвал нулевым звуком. Более детальная теория распространения и затухания звука как в гидродинамической области (первый звук), так и в области нулевого звука, основанная на идее Ландау, была развита Халатниковым и Абрикосовым [2]. Согласно предсказаниям этой теории при температурах достаточно высоких, чтобы квантовые эффекты были несущественны, затухание нулевого звука пропорционально T^2 и не зависит от частоты. В области первого звука затухание пропорционально ω^2/T^2, что соответствует классическому вязкому затуханию с вязкостью, пропорциональной T^{-2}. Обе эти зависимости наблюдались в наших экспериментах. Мы покажем далее, что изменение скорости согласуется с теорией количественно, а значения коэффициента затухания согласуются полуколичественно, так что описываемые эксперименты, несомненно, обнаруживают распространение нулевого звука.

Первым существенным экспериментальным аргументом в пользу существования нулевого звука были эксперименты Кина, Мэтьюза и Уилкса [3]. Они измеряли эффективный акустический импеданс жидкого He^3 и обнаружили переход от высокотемпературного режима к низкотемпературному примерно при 0,092 °K для частоты 1000 *Мгц*. Они не могли измерить характеристики распространения звука. Далее будет показано, что они не могли также получить с помощью теоретических расчетов правильное значение разности скоростей между первым и нулевым звуком. Однако на основе наших экспериментов можно с уверенностью сказать, что явление, которое они наблюдали, действительно было переходом от первого к нулевому звуку.

Мы опишем эксперименты лишь вкратце. Бо́льшая часть относящихся сюда деталей уже обсуждалась [4]. Прибор, на котором проводились измерения, схематически показан на рис. 1. CMN служит и охлаждающим веществом, и термометром. Звук проходит через He^3 в небольшой щели между ультразвуковой линией задержки из плавленого кварца и принимающим кристаллом кварца (X-срез) с основной частотой 15 *Мгц*. Линия задержки нужна для того, чтобы колебания, возникающие в приемном кристалле под влиянием первоначального сигнала вследствие электростатического взаимодействия с излучателем, успели затухнуть до

*) W. R. Abel, A. C. Anderson and J. C. Wheatley, Propagation of Zero Sound in Liquid He^3 at Low Temperatures, Phys. Rev. Letts **17**, 74 (1966). Перевод И. А. Фомина.

прихода звукового импульса. Щель создавалась с помощью трех небольших кварцевых прокладок и ее ширина в наших экспериментах равнялась $1{,}38 \cdot 10^{-2}$ *см*. Основной экспериментальной трудностью было электрическое экранирование приемной цепи от излучающей, совместимое с обеспечением очень малого притока тепла к звуковой ячейке.

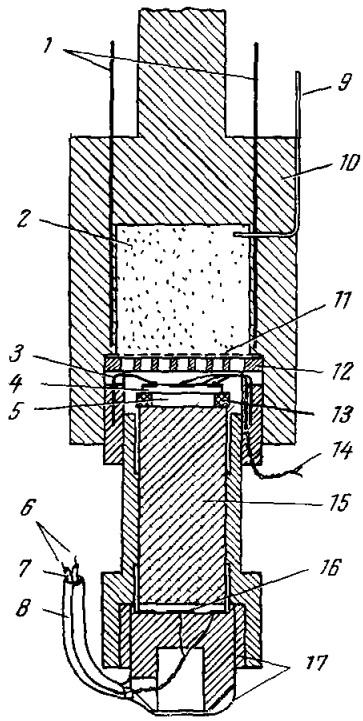

Рис. 1. Схематическое изображение звуковой ячейки.

1 — медные проволочки; *2* — порошок церий-магниевого нитрата; *3* — пружины из бериллиевой бронзы; *4* — приемный кристалл кварца; *5* — He^3; *6* — манганиновый провод 0,003″ (0,008 *см*) с индиевым покрытием; *7* — *изоляция из стекловолокна*, *8* — линия передачи, обернутая латунной фольгой 0,00025″ (0,00064 *см*), обеспечивающей экранировку; *9* — трубка для заполнения, *10* — теплоизоляция из эпоксидной смолы; *11* — хлопчатобумажный фильтр; *12* — основание фильтра; *13* — кварцевые прокладки; *14* — электрические выводы; *15* — кварцевая линия задержки; *16* — кварцевый излучатель; *17* — латунная фольга. Верхняя часть линии задержки, которая была позолочена, соединялась с заземленными экранами передающей и принимающей линий. (Электрическая экранировка приемной цепи и золотое покрытие с подводящими проводами не показаны на рисунке.)

Мы пользовались CMN-термометром того же типа, какой применялся при измерениях коэффициента самодиффузии в He^3 [4, 5], где было показано, что эта величина пропорциональна $(T^*)^{-2}$ вплоть до 3 *мград* К. Были обеспечены очень хорошие низкотемпературные условия. Температура повышалась от 2 до 3 *мград* К примерно за два часа. Можно было снять любое количество точек.

Измерения проводились так: на ультразвуковой излучатель и на вход цепи задержки развертки осциллографа одновременно подавался сигнал, затем производилось фотографирование нескольких первых волн полученного сигнала, чтобы избежать трудностей, связанных с многократным отражением. Для определения величины затухания выделялась некоторая часть импульса и измерялась амплитуда колебаний. Чтобы скомпенсировать вариации полного коэффициента усиления электронной аппаратуры, использовался калибровочный импульс. Скорость измерялась путем определения разности фаз между полученным звуковым сигналом и опорным сигналом, который приходил из системы, находящейся при комнатной температуре. Эта система была акустически эквивалентна низкотемпературной, но в ней отсутствовала щель. Величина скорости вычислялась по сдвигу фаз при известной толщине кварцевых прокладок с использованием результатов измерений скорости звука Абеля, Андерсона и Уитли [6]. Частота определялась измерением на экране осциллографа периода принимаемых колебаний. Чтобы получить величину коэффициента затухания, надо было знать величину принимаемого сигнала, в пределе затухания стремящегося к нулю. Для ее определения логарифм величины сигнала с учетом поправок на усиление был отложен в зависимости от $(T^*)^2$ при малых T и от $(T^*)^{-2}$ при больших T и проведена экстраполяция к нулю.

Результаты измерений показаны на рис. 2, на котором отложены и коэффициент затухания, и скорость. С имеющимися у нас щелью и величиной сигнала нельзя было при 45,5 *Мгц* измерить значения α, бо́льшие, чем 200 $см^{-1}$, поэтому данные в области сильного поглощения для этой

частоты отсутствуют. При значениях коэффициента затухания, меньших примерно 10 $см^{-1}$, становятся особенно существенными ошибки, и этим данным не следует придавать слишком большое значение. Прямые линии на графике затухания соответствуют зависимостям

$$\alpha_0 = A_0 (T^*)^2 \qquad (1)$$

и

$$\alpha_1 = A_1 \omega^2 (T^*)^{-2}, \qquad (2)$$

где $A_0 = 1{,}57 \cdot 10^6$ ($1/град^2 \cdot см$) и $A_1 = 2{,}68 \cdot 10^{-18}$ ($сек^2 \times \times град^2/см$). Значения A_0 и A_1 для разных серий измерений приведены в табл. 1. Значения для серии 1 определены с бо́льшей погрешностью, чем остальные, из-за трудностей при калибровке.

Из данных о скорости (см. рис. 2) для средней скорости первого звука c_1 получается значение 187,9 $м/сек$ (по определению [6]), а для средней скорости нулевого звука c_0—значение 194,4 $м/сек$ при давлении 0,32 $атм$. Измеренная величина отношения $(c_0 - c_1)/c_1$ оказывается тогда равной 0,035 ± 0,003.

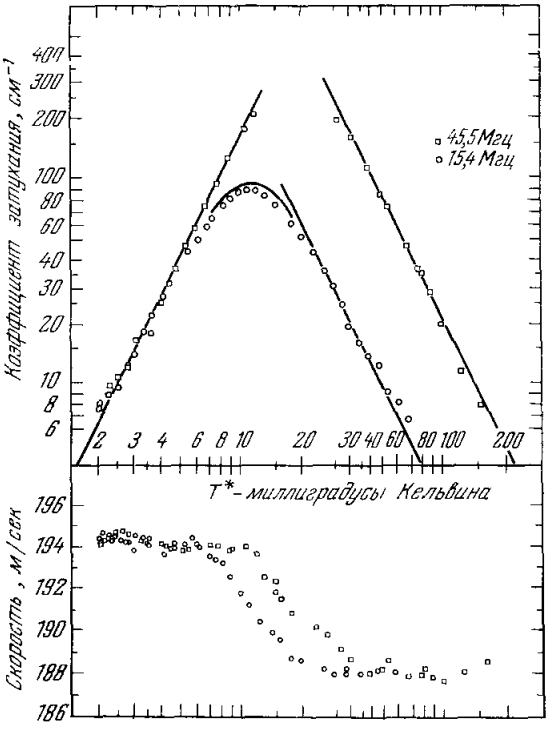

Рис. 2. Коэффициент затухания и скорость распространения звука в чистом He^3 при давлении 0,32 $атм$ и для частот 15,4 и 45,5 $Мгц$ в зависимости от магнитной температуры.

Каждая точка на графике получена в результате усреднения данных нескольких измерений. Прямая линия на графике затухания в области низких температур изображает зависимость (1), а прямая в высокотемпературной области — зависимость (2) для $\omega/2\pi$, равного 15,4 и 45,5 $Мгц$. С нашей щелью нельзя было измерить коэффициент затухания для 45,5 $Мгц$ при α бо́льших 200 $см^{-1}$. Гладкая кривая над экспериментальными точками затухания при 15,4 $Мгц$ представляет график зависимости (6) при $\omega/2\pi = 15{,}4$ $Мгц$, когда α_0 и α_1 задаются уравнениями (1) и (2).

Существенно также значение той температуры T^*_{max}, при которой затухание имеет максимум, а скорость быстрее всего меняется с температурой. При самых простых предположениях эта температура соответствует $\omega\tau = 1$, где τ — время релаксации для скорости, относительно которого предполагается, что оно зависит от температуры как T^{-2}. Иначе говоря, следует ожидать, что $\omega^{1/2}/T^*_{max}$ будет постоянным. В табл. II приведены результаты анализа этого вопроса как для наших экспериментов, так и для экспериментов [3]. Из таблицы видно, что для T^*_{max}, найденных из кривых затухания, где эта величина хорошо определяется, имеется количественное согласие. Оценить T^*_{max} из измерений скорости труднее, поэтому разброс больше. Из этих данных, по-видимому, ясно, что переход, обнаруженный в работе [3], действительно следует считать переходом от первого к нулевому звуку.

Наши результаты можно сравнить с теорией Халатникова и Абрикосова [2], согласно которой скорость нулевого звука задается неявно уравнением

$$w(s_0) = \frac{1 + \frac{1}{3} F_1}{F_0 \left(1 + \frac{1}{3} F_1\right) + s_0^2 F_1}, \qquad (3)$$

где $w(s_0) = \{(s_0/2)\ln[(s_0+1)/(s_0-1)]\} - 1$, $s_0 = \frac{c_0}{v_F}$, а v_F — фермиевская скорость. Согласно последним данным значения параметров ферми-жидкости таковы [7]: $F_0 = 10{,}77$, $F_1 = 6{,}25$ и $v_F = 53{,}8$ *м/сек* при давлении 0,28 *атм* (близко к нашему). При этом давлении $c_1 = 187{,}2$ *м/сек*. Решая уравнение (3), получаем $s_0 = 3{,}597$ ($w(s_0) = 0{,}027033$). Это приводит к $(c_0 - c_1)/c_1 = 0{,}034$, что находится в отличном согласии с измеренным значением $0{,}035 \pm 0{,}003$ при 0,32 *атм*. Используя теорию переноса энергии от твердого к жидкому He^3, Кин, Мэтьюз и Уилкс [3] нашли, что $(c_0 - c_1)/c_1 = 0{,}10 \pm 0{,}03$, т. е. больше, чем наблюдается у нас. Если считать, что и их эксперименты, и наши, по существу, корректны, то различие значений $(c_0 - c_1)/c_1$, по-видимому, указывает на неправильность теории, объясняющей перенос энергии в жидкость.

Таблица I

Значения коэффициентов A_0 и A_1 из уравнений (1) и (2) для нескольких серий измерений

Серия измерений	$\omega/2\pi$, *Мгц*	A_0, 10^6 (*град*$^2\cdot$*см*)$^{-1}$	A_1, $10^{-18}\,\frac{\text{сек}^2\cdot\text{град}^2}{\text{см}}$
1	15,4	1,44	2,74
2	15,4	1,57	2,65
3	45,5	1,58	2,66
4	15,4	1,62	2,65

Таблица II

Проверка предположения о постоянстве величины $\omega^{1/2}/T^*_{\max}$ *при температуре* $T^*_{\max}$ максимального затухания, или наибыстрейшего изменения скорости

$\omega/2\pi$, *Мгц*	Поглощение		Скорость		Примечания
	$T^*_{\max}$, °K	$\frac{\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)^{1/2}}{T^*_{\max}}$, (*сек*$^{1/2}$*град*)$^{-1}$	$T^*_{\max}$, °K	$\frac{\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)^{1/2}}{T^*_{\max}}$, 10^5 (*сек*$^{1/2}$*град*)$^{-1}$	
1000			0 092	3,4	См. работу [3]
45,5	0,0193	3,5	0,018	3,7	Измерения авторов
15,4	0,0113	3,5	0,011	3,6	Измерения авторов

Для затухания при высоких температурах следует ожидать

$$\alpha_1 = \frac{2}{15}\frac{v_F^2}{c_1^3}\left(1 + \frac{F_1}{3}\right)\omega^2\tau_1. \tag{4}$$

Для приведенных выше значений параметров получаем

$$\tau_1 T^2 = 1{,}5\cdot 10^{-12}\ \text{сек}\cdot\text{град}^2.$$

В нуль-звуковой области следует ожидать [2]

$$\alpha_0 = \frac{1}{c_0\tau_0}\left\{1 - \left[\frac{1+\frac{1}{3}F_1}{s_0}(1+w(s_0)) - s_0 w(s_0)(F_1-3)\right]\times\right.$$
$$\left.\times\left[\frac{1+\frac{1}{3}F_1}{w(s_0)}\left(\frac{s_0}{s_0^2-1} - \frac{1+w(s_0)}{s_0}\right) - 2F_1 s_0 w(s_0)\right]^{-1}\right\}. \tag{5}$$

Подставляя приведенные выше значения параметров в уравнение (5), находим $\tau_0 T^2 = 1{,}1\cdot 10^{-12}$ *сек·град*^{2} — несколько меньшая величина,

чем $\tau_1 T^2$, т. е. τ не обязано быть одним и тем же для первого и нулевого звука.

Согласно работе Гинзбурга [8] значения затухания и скорости звука можно связать соотношением Крамерса — Кронига. Если коэффициенты затухания при высоких и низких частотах задаются соответственно уравнениями (1) и (2), то величину коэффициента затухания при любой частоте можно оценить по формуле

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha_0} + \frac{1}{\alpha_1}. \tag{6}$$

Используя это предположение, находим из уравнения (14) работы [8], что

$$\frac{c_0 - c_1}{c_1} = \frac{c_0}{w} (\alpha_0 \alpha_1)^{\frac{1}{2}}. \tag{7}$$

Оценка с помощью уравнения (7) дает $(c_0 - c_1)/c_1 = 0{,}040$; это примерно на 14% больше, чем среднее экспериментальное значение. Кривая затухания, вычисленная по формуле (6), нанесена на рис. 2; на графике видно, что при 15,4 *Мгц* вычисленное значение в максимуме примерно на 10% больше, чем измеренное. Поскольку упрощенное выражение (6) дает для коэффициента затухания вблизи максимума завышенное значение, следует ожидать, что уравнение (7) будет давать завышенное относительное изменение скорости.

Согласно нашим предположениям измерение α_1 эквивалентно измерению вязкости, так как ожидаемое значение

$$\alpha_1 = \frac{2}{3} \left(\frac{\omega^2}{\rho c_1^3} \right) \eta, \tag{8}$$

где ρ — плотность, а η — вязкость. Наши эксперименты дают $\eta T^2 = 2{,}3$ *мкпз·град*^{2}. Используя, в принципе, ту же экспериментальную методику, мы [6] нашли ранее, что $\eta T^2 = 2{,}8$ *мкпз·град*^{2}, т. е. примерно на 20% больше. Как видно из табл. I, случайная ошибка в описываемых экспериментах много меньше 20%. Другие величины, входящие в определение абсолютного значения η,— это частота и длина пробега в гелии. Частота известна с точностью примерно 1%, длина пробега определялась независимо путем измерения сдвига фазы принятого звука при изменении давления с использованием зависимости c_1 от давления, как указано в работе [6]. Длина пробега согласуется с точностью до 2% со значением, полученным из механических измерений. Разница 20% в «измеренных» значениях ηT^2 могла бы быть вызвана двумя эффектами. Во-первых, разброс данных в работе [6] велик — заведомо порядка 10% или больше. Во-вторых, для определения ηT^2 была проведена линия T^{-2} через низкотемпературные данные, хотя такая зависимость непосредственно не следует из этих данных. Любая линия, проведенная таким образом, будет давать завышенное значение ηT^2. Интересно, что значение η, полученное здесь, превосходно согласуется со значением, вычисленным [7] с использованием ферми-жидкостных параметров. Более серьезным является расхождение нашей величины η и величины, найденной другим способом Беттсом, Кином и Уилксом [9]; они получили $\eta T^2 = (3{,}8 \pm 0{,}6)$ *мкпз·град*^{2}. Однако в их данных имеется значительный разброс, измерения проведены до 0,04 °К и, возможно, ηT^2 снова искусственно завышено в результате принудительного использования зависимости T^{-2} при слишком высоких температурах.

Одно предсказание Ландау [1], касающееся нулевого звука, нельзя было проверить в наших экспериментах. При достигнутых температурах коэффициент затухания пропорционален T^2. Однако при более низких температурах становятся существенными квантовые эффекты, и

поведение коэффициента затухания должно измениться. В конечном итоге, при очень малых T он пропорционален ω^2 и не зависит от T. Температурная область, в которой происходит это изменение, определяется равенством $T = \frac{\hbar\omega}{2\pi k}$. Это дает примерно 0,34 *мград* для $\omega/2\pi = 45$ *Мгц*.

В заключение заметим, что было бы очень интересно наблюдать нулевой звук в слабо взаимодействующей ферми-жидкости, где деформация ферми-поверхности могла бы быть относительно бóльшей, чем в чистом He^3, в котором эффективные взаимодействия являются сильными и деформации ферми-поверхности невелики. На первый взгляд слабый раствор He^3 в He^4 идеально подходит для этой цели, причем второй звук в растворе аналогичен первому звуку в He^3. Однако для того, чтобы нулевой звук мог распространяться (см. (3)), должно приблизительно выполняться неравенство $F_0 + F_1 > 0$. Вычисления $F_0 + F_1$ для раствора 5,0% He^3 в He^4 с потенциалом, предложенным Бардином, Беймом и Пайнсом, дают $F_0 + F_1 = -0{,}25$, так что, по-видимому, мало вероятно, что нулевой звук может распространяться в разбавленном растворе He^3 в He^4.

Мы бы хотели поблагодарить профессора Давида Пайнса и профессора В. Ф. Вайнена за многочисленные полезные обсуждения, а мистера В. К. Блэка — за помощь при предварительных испытаниях прибора.

Университет
штата Иллинойс

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 59 (1957).
2. И. М. Халатников, А. А. Абрикосов, ЖЭТФ **33**, 110 (1957).
3. B. E. Keen, P. W. Matthews and J. Wilks, Proc. Roy. Soc. (London) **A284**, 125 (1965); Phys. Letts **5**, 5 (1963).
4. W. R. Abel, A. C. Anderson, W. C. Black and J. C. Wheatley, Physics **1**, 337 (1965).
5. A. C. Anderson, D. O. Edwards, W. R. Roach, R. E. Sarwinski and J. C. Wheatley, Phys. Rev. Letts **17**, 367 (1966).
6. W. R. Abel, A. C. Anderson and J. C. Wheatley, Phys. Rev. Letts **7**, 299 (1961).
7. J. C. Wheatley, в трудах Сассекской конференции по квантовым жидкостям (в печати).
8. В. Л. Гинзбург, Акуст. ж. **1**, 31 (1955).
9. D. S. Betts, B. E. Keen and J. Wilks, Proc. Roy. Soc. (London) **A289**, 34 (1965).
10. J. Bardeen, G. Baym and D. Pines, Phys. Rev. Letts **17**, 372 (1966).