

ДИСПЕРСИЯ ПЕРВОГО ЗВУКА В Не⁴, ВЫЗВАННАЯ ТОРМОЖЕНИЕМ НОРМАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ

Б.Н.Есельсон, Н.Е.Дюмин, Э.Я.Рудавский, И.А.Сербин

В неограниченном объеме Не II существенны два независимых* типа колебаний – первый и второй звуки. Причем в волне первого звука скорости нормальной и сверхтекущей компонент равны ($v_n = v_s$), а в волне второго звука $\rho_s v_s + \rho_n v_n = 0$ (ρ_n и ρ_s – плотности нормальной и сверхтекущей компонент). При распространении звука в узких каналах, заполненных Не II, эти соотношения не могут выполняться из-за того, что на границе с твердым телом $v_n = 0$. Поэтому характер звуковых колебаний в такой среде зависит от соотношения между размерами канала $2d$ и глубиной проникновения вязкой волны $\lambda_b = (2\eta_n/\omega\rho_n)^{1/2}$ (η_n – вязкость нормальной компоненты, ω – частота колебаний). Если нормальная компонента не заторможена ($\delta = d/\lambda_b = \gg 1$), то могут распространяться первый и второй звуки, если же нормальная компонента полностью заторможена ($\delta \ll 1$), то первый звук переходит в четвертый [1-3], а второй – в сильно затухающую тепловую волну. Об этом явлении можно говорить как о дисперсии звука, а параметром, определяющим дисперсию, является величина δ . Впервые дисперсию второго звука наблюдали Поллак и Пеллам [4]. Наиболее полно теоретически дисперсия как первого, так и второго звуков, связанная с частичным торможением нормальной компоненты, исследована Адаменко и Кагановым [5]. В работе [5], в частности, показано, что при значительном торможении, $\delta \sim 1$, также возможно распространение звуков двух типов, но их скорость и поглощение зависят от δ . Например, скорость первого звука, равна

$$u_{1\delta}^2 = u_1^2 \left(1 - b \frac{\rho_n}{\rho}\right) \left[1 + \frac{3}{8} \left(\frac{a \rho_n}{\rho - b \rho_n}\right)^2\right]^2, \quad (1)$$

а поглощение, если оно обусловлено лишь проскальзыванием нормальной компоненты,

$$d = \frac{1}{2} \frac{\omega}{u_{1\delta}} \frac{a \rho_n}{\rho - b \rho_n}.$$

В этих формулах u_1 – скорость первого звука при $\delta \rightarrow \infty$, а коэффициенты a и b , равные

$$a = \frac{\operatorname{sh} 2\delta - \sin 2\delta}{4\delta (\cos^2 \delta + \operatorname{sh}^2 \delta)}, \quad b = \frac{\operatorname{sh} 2\delta + \sin 2\delta}{4\delta (\cos^2 \delta + \operatorname{sh}^2 \delta)},$$

учитывают степень торможения нормальной компоненты из-за близости стенок.

Данная работа предпринята для экспериментального обнаружения дисперсии первого звука, которая, согласно Адаменко и Каганову [5], должна иметь место при $\delta \sim 1$. С этой целью измерялась температурная за-

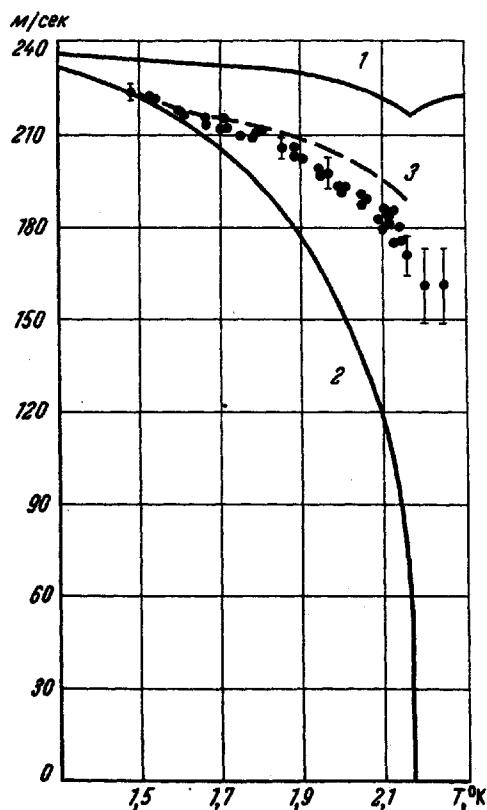


Рис.1. Зависимость скорости звука от температуры: 1 – первый звук, 2 – четвертый звук, 3 – теоретически предсказанная зависимость $u_{1\delta}(T)$. ● – экспериментальные результаты

висимость скорости первого звука в He^4 , распространяющегося в системе разветвленных каналов, образованных порошком корунда со средним размером частиц 28 мк. Использовался импульсный метод опреде-

ления скорости, а методика и аппаратура аналогичны применявшимся нами ранее [6] для определения скорости четвертого звука в растворах $\text{He}^3 - \text{He}^4$. Заметим только, что наибольший вклад в импульс звука, который проходил через такой "фильтр" с He II , вносила частота $\sim 25 \text{ кц}$.

При определении скорости звука, распространяющегося в системе нерегулярных каналов, измеренная u' и истинная u скорости не совпадают из-за многократного рассеяния, что приводит к увеличению пути,

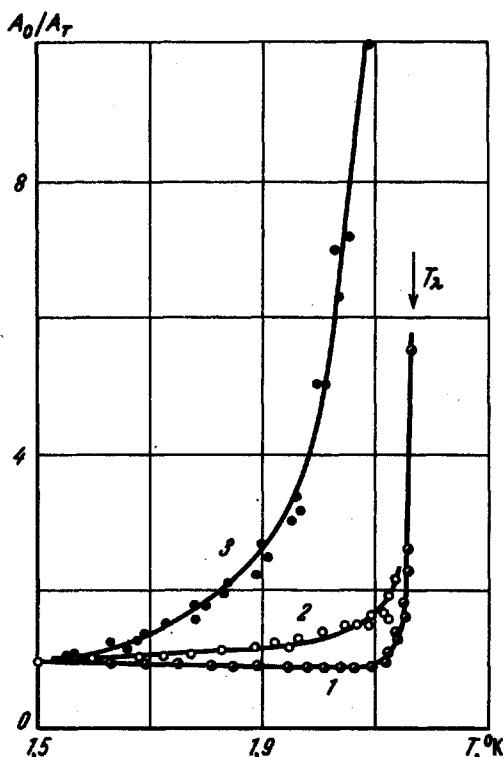


Рис.2. Зависимость A_0/A_T от температуры. 1 – четвертый звук, 2 – первый звук, 3 – звук в условиях сильной дисперсии ($\delta \sim 1$)

проходимого звуком. Обычно это учитывается введением поправки $n = u/u'$, постоянной для данного "фильтра". Для используемого "фильтра" определить эту поправку достаточно точно не представлялось возможным, в связи с чем n определялась так, чтобы экспериментальные и теоретические значения совпадали при температуре $1,5^\circ\text{K}$. Найденные таким образом истинные значения скорости звука в зависимости от температуры представлены на рис. 1 (кривые 1 и 2 относятся к первому и четвертому звуку соответственно). Расхождение между значениями u , полсчитанными** по формуле (1) с $d = 6,5 \text{ мк}$ (кривая 3), и экспе-

риментальными (при $n = 1,31$) вблизи λ -точки не превышает $\sim 6\%$. Пользуясь этим же графиком легко убедиться, что никаким подбором $n = \text{const}$ нельзя с удовлетворительной точностью совместить экспериментальные точки со скоростью первого звука во всем интервале температур.

Тот факт, что этот звук может распространяться в He I , не является неожиданным, а находится в соответствии с имеющим место в любой жидкости уменьшением скорости звука, распространяющегося в узких каналах. Скорость и поглощение звука в He I можно подсчитывать при помощи тех же формул (1) и (2), но с заменой $\rho_n \rightarrow \rho$. Точное экспериментальное определение этих величин в He I при $\delta \sim 1$ затруднено большим поглощением.

На рис. 2 изображена температурная зависимость отношения амплитуды импульса при $T = 1,5^\circ\text{K}$ (A_o) к амплитуде при температуре T (A_T). Кривая 1 соответствует четвертому звуку ($\delta \ll 1$), кривая 2 – первому звуку с очень слабой дисперсией ($\delta \sim 2$, эти условия реализовались в порошке корунда со средним размером частиц $\sim 60 \mu\text{m}$; скорость звука при этом оказывается практически совпадающей с v_1), кривая 3 – звуку в области сильной дисперсии ($\delta \sim 1$). Величина A_o/A_T отражает температурную зависимость коэффициента поглощения, и из рисунка следует, что поглощение в области дисперсии имеет более резкую температурную зависимость. Отношение A_o/A_T не зависит от амплитуды до $\sim 2,0^\circ\text{K}$; при более высоких температурах выяснению этой зависимости препятствует большое поглощение, которое приводит к неблагоприятному соотношению сигнал-шум.

Таким образом, описанные эксперименты подтверждают, что при значительном торможении нормальной компоненты (т.е. когда размер каналов сравним с глубиной проникновения вязкой волны) имеет место диодерсия первого звука.

Авторы признательны М.И.Каганову и И.Н.Адаменко за интересные дискуссии и ознакомление с их работой, до ее опубликования.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
17 июля 1967 г.

Литература

- [1] J.R.Pellam. Phys.Rev., 73, 608, 1948.
- [2] K.R.Atkins. Phys.Rev., 113, 962, 1952
- [3] K.A.Shapiro, J.Rudnick. Phys.Rev., 137, 1383, 1965.
- [4] G.Pollack, J.Pellam. Phys. Rev., 137, A1676, 1965.
- [5] И.Н.Адаменко, М.И.Каганов. ЖЭТФ, 59, вып. 9, 1967.
- [6] Б.Н.Есельсон, Н.Е.Дюмин. Э.Я.Рудавский, И.А.Сербин. ЖЭТФ, 51, 1064, 1966.

[7] J.G.Dash, R.D.Taylor. Phys.Rev., 107, 1228, 1957.

[8] A.D.B.Woods, A.C.Hollis-Hallet. Can.J.Phys., 41, 596, 1963.

* Эти типы колебаний полностью независимы лишь в пренебрежении тепловым расширением.

** Для подсчета λ_b использовались величины ρ_n и η для He^4 , определенные в [7, 8].