

О ЗАТУХАНИИ ВТОРОГО ЗВУКА ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ГЕЛИИ<sup>4</sup>

К. Н. Зиновьева, С. Д. Дакадзе

Проведены опыты в He<sup>4</sup> со вторым звуком в аксиальном вращающемся резонаторе при  $T = 1,52\text{K}$  в присутствии постоянного закритического теплового потока ( $> 10^{-3}$  вт/см<sup>2</sup>).

Показано, что второй звук испытывает дополнительное затухание на деформированных вихревых нитях. При остановке вращения затухание увеличивается из-за потери регулярности и хаотического распределения вихрей в тепловом потоке.

Как известно, второй звук, в присутствии постоянного теплового потока, испытывает дополнительное затухание сверх обычного, обусловленного вязкостью и теплопроводностью нормальной компоненты [1 – 5]. Дополнительное затухание возникает пороговым образом, начиная с некоторой критической плотности теплового потока ( $\sim 10^{-3}$  вт/см<sup>2</sup>) [2,3]. При небольших плотностях избыточное затухание линейно возрастает с мощностью.

Дополнительное затухание второго звука наблюдается также и во вращающемся гелии. В экспериментах Холла и Вайнена [6] было показано, что второй звук, распространяющийся перпендикулярно к оси вращения, претерпевает добавочное затухание из-за рассеяния тепловых возбуждений на нормальных стволах вихрей. Это затухание прямо пропорционально угловой скорости вращения, т. е. плотности вихревых нитей. Напротив, распространение второго звука вдоль оси вращения не сопровождается добавочным затуханием. Избыточное затухание второго звука на тепловом потоке и на вихревых нитях, как показывает сравнение, одного порядка. Если, кроме того, учесть, что и характер зависимости избыточного затухания от плотности потока вихревых нитей и теплового потока одинаков, то невольно возникает мысль, что физическая причина дополнительного затухания одна и та же.

Для проверки этого предположения нами были проведены наблюдения над распространением второго звука во вращающемся аксиальном резонаторе при наличии теплового потока.

Резонатор был изготовлен из трубки нержавеющей стали длиной 90 мм и внутренним диаметром 15 мм. Излучатель и приемник прикле-

ивались в виде плоских бифиллярных спиралей к дну и крышке резонатора. Излучатель изготавливался из константановой проволоки диаметром 50 мк, приемник — из проволоки фосфористой бронзы диаметром 40 мк.

Гелий в резонатор затекал через впаянный в крышку капилляр, с плотно вставленной в него проволокой, чтобы уменьшить связь с внешним объемом. Резонатор имел добротность 200.

Для возбуждения и детектирования второго звука применялась обычная тепловая методика [1–3]. Измерения проводились на частоте второго звука 224 иц при температуре  $T = 1,52\text{K}$  и скоростях вращения до  $1,6\text{ сек}^{-1}$ .

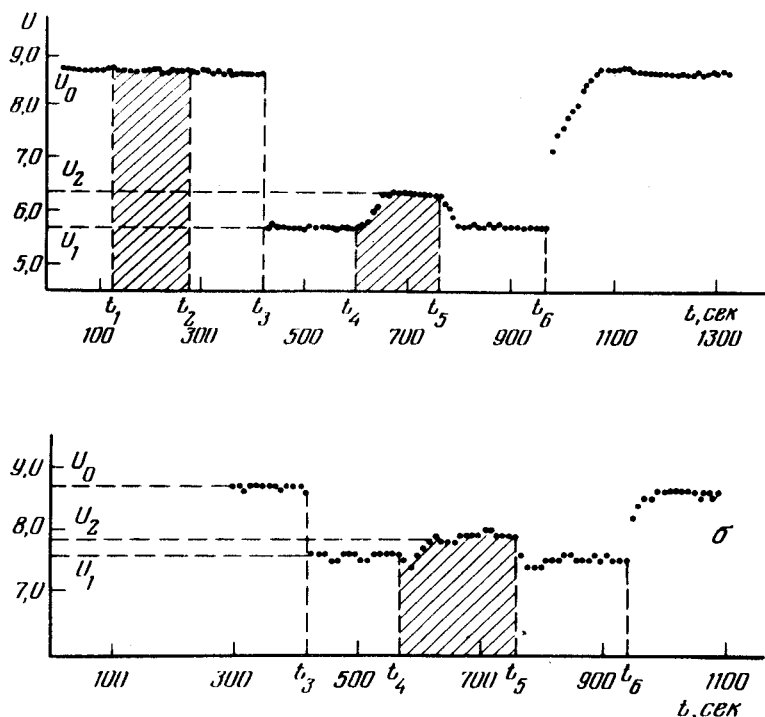


Рис. 1. Изменение со временем резонансной амплитуды второго звука в неподвижном и вращающемся резонаторе (заштрихованные области) при включении дополнительного аксиального теплового потока: а —  $3,6 \cdot 10^{-3}\text{ вт/см}^2$ , б —  $0,9 \cdot 10^{-3}\text{ вт/см}^2$ . Плотность теплового потока от излучателя  $2 \cdot 10^{-4}\text{ вт/см}^2$ . Плотность теплового потока от термометра  $1,3 \cdot 10^{-5}\text{ вт/см}^2$ . Угловая скорость вращения  $\omega = 1,05\text{ сек}^{-1}$

Эксперимент проводился следующим образом (рис. 1, а, б): первоначально для излучения и приема второго звука к излучателю и приемнику подводились мощности  $10^{-4}\text{ вт/см}^2$  (рис. 1, а). В момент времени  $t_1$  начиналось вращение резонатора со скоростью  $\omega = 1\text{ сек}^{-1}$  — амплитуда второго звука при этом не менялась. Вращение прекращалось в мо-

мент  $t_2$ . Далее в момент  $t_3$  создавался постоянный тепловой поток  $3,6 \cdot 10^{-3}$  вт/см<sup>2</sup> со стороны излучателя. При этом в неподвижном приборе амплитуда второго звука значительно падала. Вращение резонатора, которое начиналось в момент  $t_4$ , приводило к увеличению амплитуды второго звука. При прекращении вращения (в момент  $t_5$ ) и выключении теплового потока (в момент  $t_6$ ) амплитуда второго звука возвращалась к первоначальному значению. На рис. 1,б представлена зависимость  $U(t)$  для плотности теплового потока  $0,9 \cdot 10^{-3}$  вт/см<sup>2</sup>.

Обращает на себя внимание следующее обстоятельство: при включении мощности ( $t_3$ ) амплитуда второго звука спадает относительно быстро ( $< 10$  сек), тогда как при его выключении наблюдается довольно длительный релаксационный процесс ( $\sim 100$  сек). Начало и конец вращения ( $t_4$  и  $t_5$ ) сопровождаются релаксационными процессами примерно одинаковой длительности ( $\sim 50$  сек).

Аналогичные зависимости наблюдались нами также при других температурах и других частотах, однако, на низкой частоте эффект проявлялся сильнее.

Изучение зависимости эффекта от подводимой мощности показало, что второй звук "чувствует" вращение, начиная с плотности теплового потока  $10^{-3}$  вт/см<sup>2</sup> ( $0,6 \div 0,8 \cdot 10^{-4}$  вт/см<sup>2</sup>), независимо от того, создается ли этот поток со стороны излучателя или приемника.

С увеличением потока тепла относительное изменение амплитуды второго звука  $\Delta U/U$  (где  $\Delta U = U_2 - U_1$ ,  $U = U_1$ , рис. 1) растет. Так для  $W = 10^{-2}$  вт/см<sup>2</sup>  $\Delta U/U = 20\%$  при  $\omega = 1,05 \cdot 10^{-1}$  сек<sup>-1</sup>. Однако, при этом растет также и общее затухание в покоящейся жидкости  $(U_0 - U_1)/U_0$  по отношению к докритическому режиму.

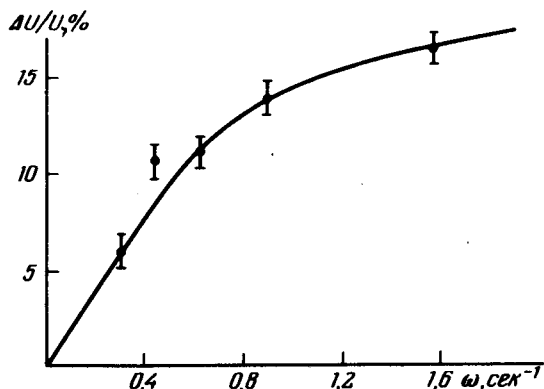


Рис. 2. Относительное увеличение резонансной амплитуды второго звука в зависимости от угловой скорости вращения при плотности теплового потока от излучателя —  $7 \cdot 10^{-3}$  вт/см<sup>2</sup> и термометра —  $1,3 \cdot 10^{-5}$  вт/см<sup>2</sup>

На рис. 2 показана зависимость относительного увеличения амплитуды второго звука от скорости вращения при плотности теплового потока  $7 \cdot 10^{-3}$  вт/см<sup>2</sup>.

Таким образом, в аксиальном резонаторе при наличии закритического теплового потока затухание второго звука растет как в неподвижном так и во вращающемся резонаторе, при этом затухание в неподвижном резонаторе всегда больше, чем во вращающемся.

Для объяснения затухания в неподвижной жидкости сравним наши данные с результатами работы [3]. Ясно, что в обоих случаях мы имеем дело с наступлением закритического режима в противотоке нормальной и сверхтекучей компонент гелия II, при котором в резонаторе рождаются вихри. В работе [3] критическая скорость

$$v_{sk} = \frac{P_n}{\rho_s} \frac{W_k}{\rho_s T} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см/сек} \quad (d = 5,3 \text{ мм}, T = 1,27\text{К}),$$

в настоящих экспериментах

$$v_{sk} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ см/сек} \quad (d = 15 \text{ мм}, T = 1,52\text{К})$$

$d$  — диаметр резонатора. Полученные результаты вполне удовлетворительно согласуются с результатами других экспериментов и теоретической кривой Файнмана. Мы приходим таким образом к выводу, что тепловой поток  $\gtrsim 10^{-3} \text{ вт/см}^2$  вызывает турбулизацию покоящегося жидкого гелия II вследствие рождения в нем квантованных вихрей. Беспорядочно ориентированные вихревые нити делают среду "мутной"<sup>1)</sup>, вызывая дополнительное затухание второго звука.

Рассмотрим затухание второго звука во вращающемся гелии. Вращение гелия уменьшает затухание вследствие частичного вовлечения турбулентных вихрей в регулярное движение. Для аксиального второго звука среда становится более прозрачной — дополнительное затухание падает, однако, полностью не исчезает.

Заметим, что в однородно вращающемся гелии, как было показано в работе [7], тепловой поток достаточной величины может искривлять и даже разрушать регулярную вихревую решетку. Нестабильность связана с тем, что любое возмущение вихревой нити в присутствии закритического аксиального теплового потока неограниченно растет. Оценка критической плотности теплового потока произведенная в работе [6], дает значение  $10^{-3} \text{ вт/см}^2$ . Для  $T \sim 1\text{К}$  возможны при этом деформации нитей  $1 \text{ см}$ , что неизбежно вызовет затухание второго звука.

Таким образом, обнаруженное нами затухание второго звука вдоль оси вращения при закритическом тепловом потоке следует объяснить искривлением и разрушением вихревой решетки. Экспериментальное значение критической скорости хорошо совпадает с теоретической оценкой работы [6]. После остановки вращения вихревые нити не исчезнут, а постепенно теряя регулярность, займут произвольное положение, от чего затухание увеличится.

В докритическом режиме нити не деформированы, после остановки вращения исчезают полностью и затухание второго звука остается неизменным.

Полученные результаты внутренне согласуются между собой и с нашими представлениями о природе критической скорости. При достижении в тепловом потоке значения  $v_{sk}$  вихревая нить начинает интенсивно увеличивать свою длину за счет энергии теплового потока. В пользу такого механизма свидетельствуют одинаковые значения критической скорости в покоящейся и вращающейся жидкости.

<sup>1)</sup> Термин Э.Л. Андроникашвили.

Авторы приносят глубокую благодарность В.П.Пешкову и Э.Л.Андроникашвили за плодотворное обсуждение и внимание к работе. Авторы благодарят Ю.Г.Мамаладзе и Д.С.Цакадзе за полезные советы и Н.С.Иванова за помощь в проведении экспериментов.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
17 марта 1977 г.

Институт физики  
Академии наук Грузинской ССР

### Литература

- [1] В.П.Пешков. ЖЭТФ, 16, 1000, 1946.
  - [2] К.Н.Зиновьева. ЖЭТФ, 25, 235, 1953.
  - [3] К.Н.Зиновьева. ЖЭТФ, 31, 31, 1956.
  - [4] W. F. Vinen. Proc. R. Soc., 240, 128, 1957.
  - [5] В.П.Пешков, В.Б.Стрюков. ЖЭТФ, 41, 1443, 1961.
  - [6] H. E. Hall, Q. F. Vinen. Proc. R. Soc., 238, 204, 1956.
  - [7] William I Glaberson, Warren W. Johnson, Richard M. Ostermeier. Phys. Rev. Lett., 33, 1197, 1974.
-