

НАБЛЮДЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ ВТОРОГО ЗВУКА В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

Л.П.Межов-Деллин, А.Ю.Изнакин, В.П.Минеев

При распространении в сверхтекучем гелии мощного короткого теплового импульса на расстояниях порядка сантиметров от излучателя наряду с ударной волной сжатия второго звука наблюдается ударная волна разрежения.

Работа посвящена изучению особенностей распространения одиночных тепловых возмущений в сверхтекучем гелии на больших расстояниях от нагревателя при температурах $T > 1,3$ К. Напыленные на плоскополированные кварцевые диски диаметрами 2 см металлические излучатель и болометр располагались в дюаре на расстояниях $d = 1$ см (первая серия опытов) и 6 см (вторая серия), т.е. по сравнению с предыдущими измерениями [1] расстояние между ними увеличили почти на два порядка. Площадь излучателя составляла ~ 2 см², площадь сверхпроводящего болометра $5 \cdot 10^{-2}$ см². Пленку болометра напыляли в центре диска, чтобы ограничить влияние краевых эффектов. Длительность прямоугольных электрических импульсов, подаваемых на излучатель, варьировали в интервале $\tau = 1 + 10$ мксек, мощность, излучаемую в импульсе, $Q = 0,5 + 50$ Вт/см². Типичные значения амплитуд регистрируемых болометром сигналов составляли $10^{-4} + 10^{-2}$ К, длительности сигналов — десятки мксек, а разрешение во времени регистрирующей аппаратуры (болометр, наружная электрическая схема) было не хуже 0,5 мксек. В первой серии опытов наблюдали за изменениями формы импульсов с изменением температуры и мощности при прямом пролете излучатель — болометр, а также при многократных отражениях импульса от поверхности дисков (рис.1 *а, б*). Во второй серии, где зазор излучатель — болометр в несколько раз превосходил диаметр дисков, исследования были ограничены наблюдениями за первым импульсом (рис.2 *а, б*).

Основные результаты измерений таковы. При $d = 1$ см независимо от τ и Q вслед за волной нагрева ($\Delta T > 0$) болометр регистрирует приход более протяженной волны охлаждения ($\Delta T < 0$), амплитуда которой по порядку величины сравнима с амплитудой волны нагрева. Здесь ΔT — разность температур болометра и гелиевой ванны. Увеличение зазора до $d = 6$ см приводит к тому, что разница в амплитудах волн разных знаков заметно уменьшается при тех же Q (рис.2 *а*). При отражении импульса от стенок узкой ячейки амплитуды и длительности волн разных знаков сравниваются по величине после 2 + 5 отражений (суммарный пробег импульса в гелии составляет 5 + 10 см), т.е. в первом приближении многократное отражение эквивалентно увеличению зазора d . В обеих сериях регистрируемые волны положительной полярности имели форму прямоугольных треугольников, ориентация которых относительно момента запуска импульса зависела от температуры: при

$T > 1,87$ К амплитуда волны линейно нарастала со временем (рис.2 а), а при $T < 1,87$ К фронт импульса был практически перпендикулярным (рис.1б, 2б). Соответственно изменялась и форма волны отрицательной полярности.

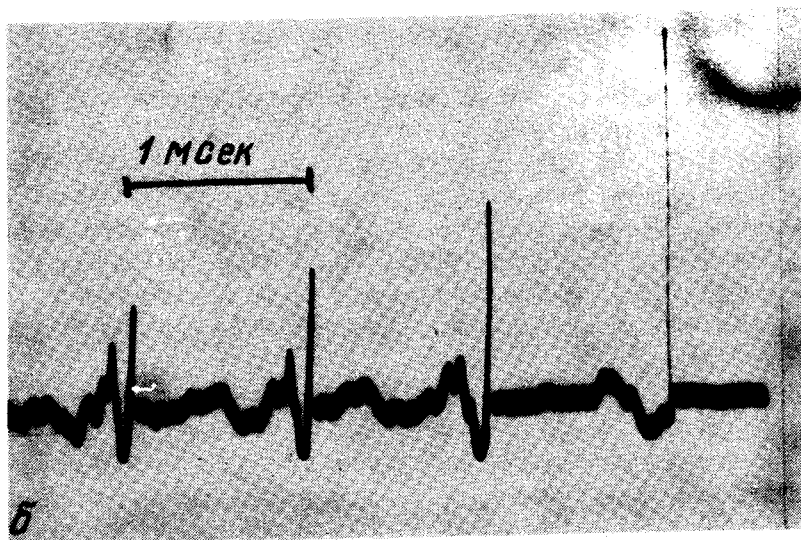
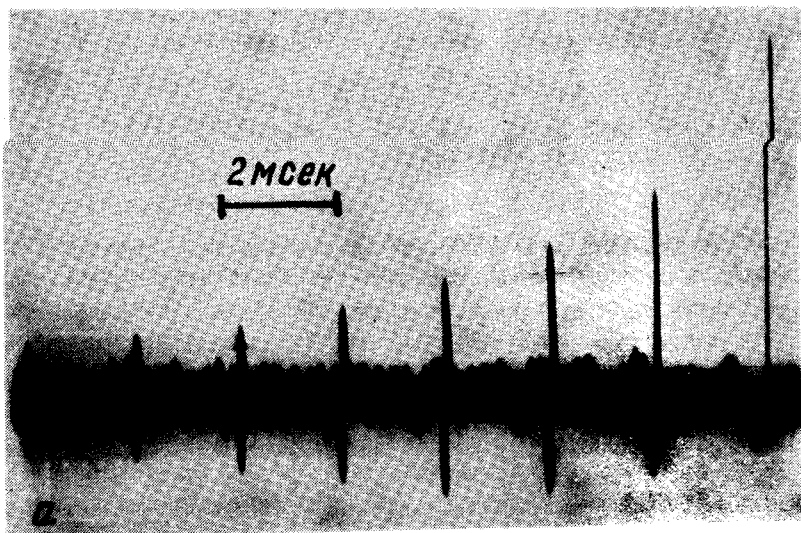


Рис.1. Осциллограммы импульсов, зарегистрированных в ячейке с зазором $d = 1$ см при $T = 2$ К (а) и $T = 1,5$ К (б). $\tau = 10$ мсек, $Q = 4$ Вт/см²

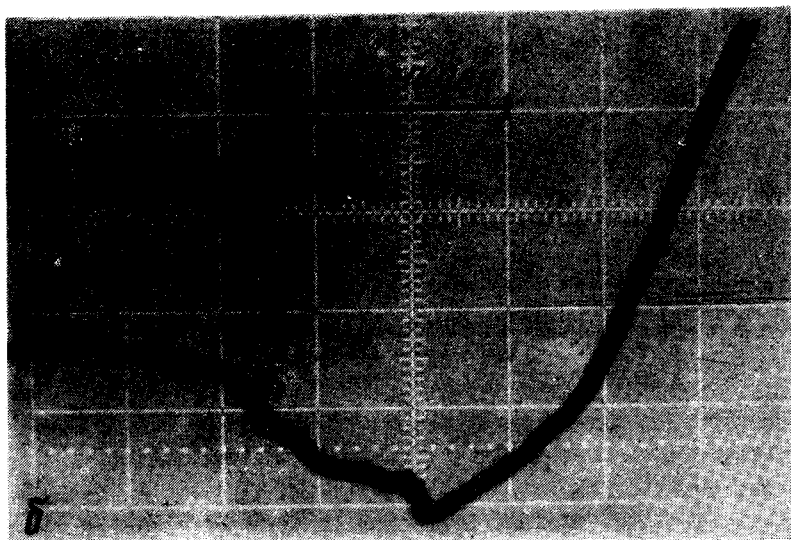
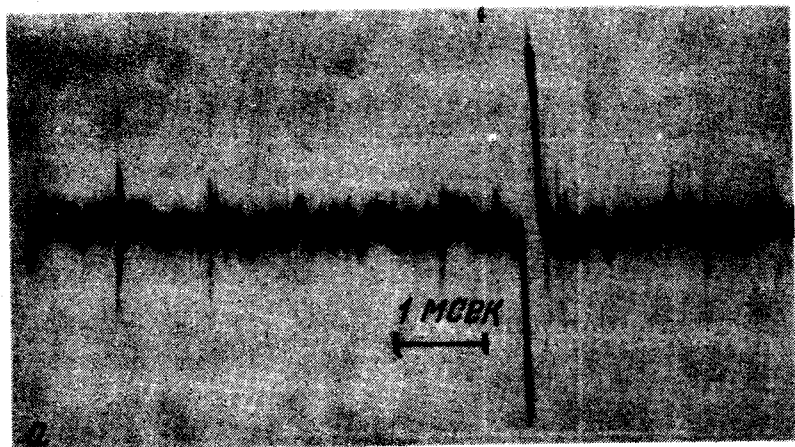


Рис.2. Осциллограммы импульсов, зарегистрированных в ячейке с зазором $d = 6$ см при $T = 2,1$ К (а) и $T = 1,4$ К (б). $\tau = 10$ мксек, $Q = 4$ Вт/см²

Обсудим кратко результаты наблюдений. Известно [2], что в сверхтекучем He II при температурах выше 1 К тепловые возмущения переносят волны второго звука. При распространении волны второго звука, как и при распространении обычных звуковых волн в конденсированных средах, на достаточно большом расстоянии от источника в гелии могут возникать ударные волны [3 - 5]. Искажение профиля бегущей температурной волны в гелии возникает вследствие зависимости скорости волны второго звука C_2 от амплитуды. Согласно теоретическим рас-

четам [4], в случае распространения одномерной плоской волны второго звука в бесконечной среде в первом приближении $C_2 \approx C_{20} + r_2 Q/S T$, где C_{20} — равновесное (акустическое) значение скорости, r_2 — численный параметр, зависящий от температуры, S — энтропия единицы объема гелия. Скорость движения ударной волны второго звука — температурного разрыва в He II как и скорость движения обычной ударной волны, равна полусумме скоростей C_2 по обе стороны разрыва, но в противоположность обычному звуку, где ударная волна возникает всегда на переднем фронте в He II разрыв возникает либо на переднем, либо на заднем фронте волны, так как параметр $r_2 > 0$ (как и в обычных средах) при температурах $1,87 > T > 0,95\text{K}$ и отрицателен при $T < 1,87\text{K}$ [4, 6].

В случае обычного звука для плоских фронтов звуковой импульс с ударной волной независимо от формы излучаемого импульса будет иметь трехугольный профиль скоростей, площадь которого остается постоянной при увеличении расстояния x от излучателя [7]. Возникновение профилей подобного типа мы и наблюдали ранее [1], когда зазор d излучатель — болометр был много меньше диаметров дисков, образующих измерительную ячейку. В данных опытах d сравним или в несколько раз превосходит диаметр, диска, так что профиль фронта излучаемого импульса ближе к сферическому, особенно при $d = 6$ см. Сферический случай существенно отличается от плоского. Ландау [7] было показано, что на больших расстояниях от источника акустических сферических волн за волной сжатия появляется волна разрежения. Причина этого явления заключается в том, что площадь фронта волны растет пропорционально r^2 (r — расстояние от источника), а амплитуда скорости частиц в волне падает $\sim 1/r$. Поэтому для постоянства количества вещества в волне необходима компенсация роста количества вещества в волне сжатия за счет разрежения следующей за ней области.

Аналогичное рассмотрение можно провести для волн второго звука. Их распространение описывается уравнением $\partial^2 \psi / \partial t^2 = C_2^2 \Delta \psi$, где величина ψ связана с изменениями температуры и скоростей сверхтекучей и нормальной компонент: $\delta T = -\partial \psi / \partial t$, $\mathbf{p}/S = \nabla \psi$. Здесь $\mathbf{p} = \rho_n (\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_n)$ — импульс относительного движения, S — энтропия. Подобно волнам плотности на больших расстояниях от источника акустических температурных волн амплитуда импульса относительного движения $\mathbf{p} \sim 1/r$. Поэтому для сохранения потока энтропии $\sim 4\pi r^2 \rho$ необходимо, чтобы рост количества нормальной компоненты в волне нагрева компенсировался за счет ее притока из области, следующей за волной нагрева, что и приводит к образованию волны охлаждения в этой области. Подобное явление — распространение в гелии теплого и вслед за ним холодного фронтов от цилиндрического нагревателя оптическими методами (по изменению коэффициента преломления жидкости в волне) наблюдали в работе [8].

Также как и в случае обычных сферических ударных волн (см. [7] рис. 68) искажение профиля температурной акустической волны на больших расстояниях приведет в конце концов к тому, что образуются две ударные волны: одна в области сгущения ($\Delta T > 0$), другая в области

разрежения ($\Delta t < 0$). В передней ударной волне температура скачком возрастает, затем следует область постепенного уменьшения температуры, сменяющаяся разрежением. Далее температура вновь возрастет скачком во втором разрыве (ударная волна разрежения по терминологии [7]), однако ниже своего невозмущенного значения, которое достигается асимптотически позади второго разрыва [7]. Форма наблюдавшихся экспериментально профилей для $\tau_2 > 0$ (см. рис. 2 б) соответствует приведенному качественному описанию. Скачкообразный рост температуры в волне разрежения и последующее постепенное повышение температуры прослеживается и на осциллограммах отраженных импульсов в узкой ячейке. Из наших измерений следует, что ударные волны сжатия второго звука при мощностях $Q \geq 1$ Вт/см² возникают в гелии на расстояниях ≤ 1 см. Волны разрежения, как правило, более пологие, ясно, что для возникновения ударных волн разрежения при тех же Q требуются гораздо большие пробеги, а для их наблюдения необходимо работать с короткими возмущающими импульсами и излучателями малой площади.

Наряду с зависимостью скорости C_2 от амплитуды и необходимостью учета кривизны профиля излучаемого импульса в качестве возможных причин возникновения ударных волн сжатия и волн разрежения при распространении короткого теплового импульса в гелии следует упомянуть скачок температуры на границе твердое тело — жидкость [5], возникновение газовых пузырьков у поверхности при больших Q , нелинейности на профиле бегущей ударной волны, но скорее всего в данных опытах это малые добавки. Хотя ударная волна может самопроизвольно возникнуть в некоторый момент времени, она не может столь же дискретным образом исчезнуть и затухает лишь асимптотически при неограниченном увеличении времени [7]. Например, в ячейке $d = 1$ отраженные импульсы легко можно регистрировать через 25 мсек после запуска импульса длительностью 1 мксек. Это может послужить причиной изменения соотношения амплитуд волн разных знаков и длиннопериодных осцилляций температуры, наблюдавшиеся в узких ячейках.

Авторы благодарны участникам 13-го Бакурианского коллоквиума по физике гелия за полезные обсуждения результатов экспериментов, а также А.В. Лохову, Г.И. Коханчику, В.А. Кудряшову и Ю.А. Туфлину за помощь в подготовке экспериментов, изготовление высокочувствительных болометров и усилителей.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 мая 1980 г.

Институт теоретической физики
им. Л.Д. Ландау
Академии наук СССР

Литература

- [1] А.Ю. Изнанкин, Л.П. Межов-Деглин. Письма в ЖЭТФ, 29, 755, 1979.
- [2] В.П. Пешков. ЖЭТФ, 18, 857, 1948.
- [3] D.V. Osborne. Proc. Phys. Soc. London, A64, 114, 1951.

- [4] И.М.Халатников. Теория сверхтекучести. М., изд. Наука, 1971.
- [5] С.Паттерман. Гидродинамика сверхтекучей жидкости. М., изд. Мир, 1978.
- [6] A.J.Dessler, W.M.Fairbank. Phys. Rev., 104, 6, 1956.
- [7] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика сплошных сред. Москва, 1953.
- [8] А.И.Гуляев. ЖЭТФ, 59, 59, 1969.
-