

## ПРОХОЖДЕНИЕ МОЩНЫХ КОРОТКИХ ТЕПЛОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ЧЕРЕЗ ЖИДКИЙ ГЕЛИЙ

*А.Ю.Изнайкин, Л.П.Межов-Деглин*

Исследовалась релаксация импульсных возмущений в жидком гелии. С повышением амплитуды возмущающего теплового импульса длительностью  $\sim 1$  мксек ширина регистрируемых импульсов второго звука растет, причем при  $T < 1,87\text{K}$  сдвигается фронт, а при  $T > 1,87\text{K}$  спад импульса при практически неподвижном фронте. При температурах  $T_\lambda - T < 0,2\text{K}$  и  $T > T_\lambda + 0,2\text{K}$  удается регистрировать также распространение импульсов первого звука. Приходу на приемник импульса первого звука в HeII соответствует понижение температуры, а в HeI — повышение, т. е. в обоих случаях от нагревателя в жидкости распространяется волна сжатия.

Мы исследовали характер релаксации в гелии коротких тепловых возмущений в узкой ячейке с плоскопараллельными стенками при температурах гелиевой ванны  $1,3 \div 3\text{K}$ . В большинстве описанных в литературе [1] опытов длительность возбуждающих импульсов составляла десятки и сотни микросекунд, а характерные расстояния источник-приемник — сантиметры. Мы работали, в основном, с микросекундными импульсами и характерными расстояниями  $\sim$  мм.

Мощность в импульсе варьировала в интервале  $Q = 0,5 \div 50 \text{ Вт/см}^2$ . Источником тепловых возмущений и приемником (болометром) служили тонкие пленки висмута и индия (площадь  $1 \text{ см}^2$ , толщина  $10^{-4} \text{ см}$ ), напыленные на полированные диски из кварцевого стекла. Вазор между дисками составлял  $0,6 \text{ мм}$  (первая ячейка) и  $3 \text{ мм}$  (вторая). В первой ячейке прокладками между дисками служили медные полоски, так что с торцов ячейка была открыта. Во второй использовалось кольцо из полированного кварца, внутренние стенки которого были оклеены слоем материи для уменьшения отражения от боковой поверхности. Гелий поступал в ячейку через два миллиметровых отверстия в кольце. Прямоугольный электрический импульс подавался на нагреватель и одновременно запускал схему развертки времени стробоскопического интегратора, соединенного с двухкоординатным самописцем. Наружная электрическая схема позволяла регистрировать температурные импульсы амплитудой  $\geq 10^{-4} \text{ К}$  и временем нарастания  $\geq 0,3 \text{ мксек}$ .

В сверхтекучем гелии тепло от нагревателя переносится в основном волнами второго звука [2, 3]. Оказалось, что с увеличением амплитуды изучаемого микросекундного импульса, ширина регистрируемого импульса второго звука возрастает, причем при температурах ванны  $T < 1,87 \text{ К}$  уширение происходит в основном за счет сдвига фронта волны, а при  $T > 1,87 \text{ К}$  за счет сдвига спада при практически неподвижном фронте. Пример записи зависимости формы приходящего на приемник импульса второго звука от мощности возбуждающего импульса длительностью  $0,5 \text{ мксек}$  показан на рисунке (а). Максимальная амплитуда сигнала  $\leq 10^{-2} \text{ К}$ .

Наблюдаемая картина объясняется в рамках теории движения температурных волн конечной амплитуды в He II, развитой Халатниковым [2]. Скорость движения волны второго звука конечной амплитуды  $\Delta T$  связана с акустической скоростью  $c_{20}$  соотношением

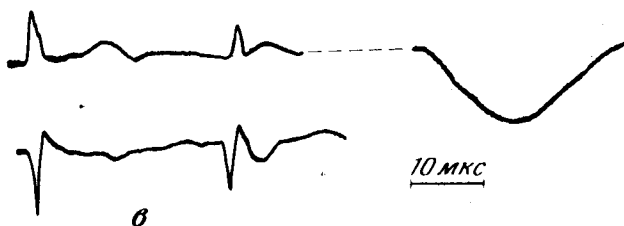
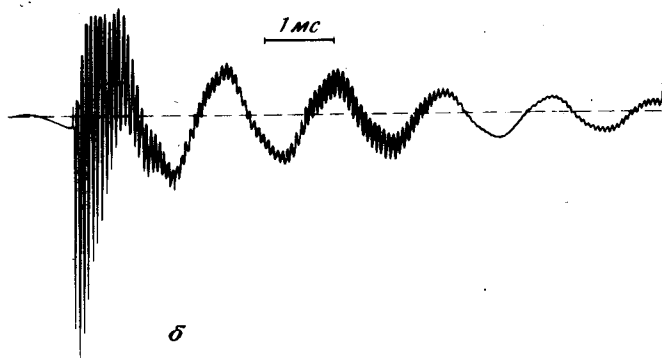
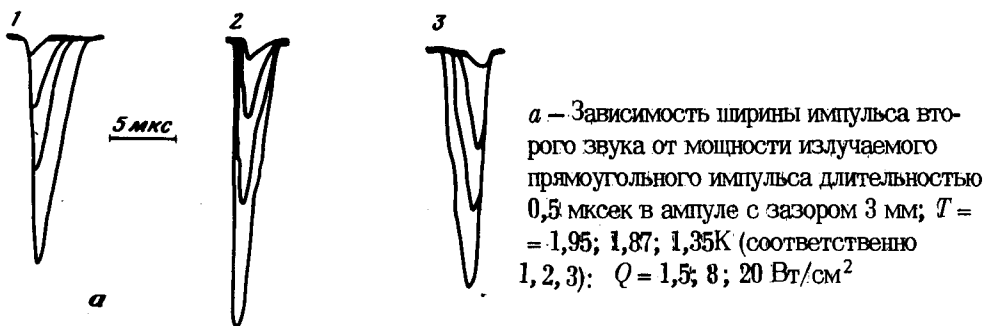
$$c_2 = c_{20} \left[ 1 + \frac{\Delta T}{2} \frac{\partial}{\partial T} \ln \left( c_{20}^3 \frac{\partial S}{\partial T} \right) \right]$$

или иначе  $c_2 = c_{20} + \tau Q / \rho S T$ , где коэффициент  $\tau = \frac{TS}{C_V} \frac{\partial}{\partial T} \left[ \ln \left( c_{20}^3 \frac{C_V}{T} \right) \right]$

в зависимости от температуры может быть как положительным ( $1 < T < 1,9 \text{ К}$ ), так и отрицательным ( $T > 1,9 \text{ К}$ ). Здесь  $C_V$  — теплоемкость,  $S$  — энтропия единицы массы,  $\rho$  — плотность гелия. Таким образом тепловые возмущения большой амплитуды могут как обгонять, так и отставать от волны малой амплитуды, что и приводит к искажению формы волны конечной амплитуды и формированию при достаточно больших пробегах ударной волны в зависимости от температуры гелиевой ванны на фронте или на спаде импульса. Детальным исследованиям вопросов нелинейной акустики сверхтекучего гелия посвящена диссертация Немировского [4]. Впервые возникновение ударных волн второго звука наблюдал Осборн [5], последующие исследования описаны в работах [6 + 8]. Для наблюдения ударных волн требуются достаточно большие мощности и расстояния. Действительно, как показали дальнейшие наши эксперименты, при увеличении длительности импульса до  $10 \text{ мксек}$  ширина регистрируемого импульса слабо зависела от мощности, т. е. для наблюдения нелинейных эффектов требовалось одновременно значительно увеличить и расстояние источник-приемник.

Затухание импульсов второго звука в гелии мало, это позволяло регист-

ривать десятки импульсов, отраженных от стенок ампулы. Оказалось, что с повышением мощности излучаемого импульса в обеих ячейках на фоне многократно отраженных импульсов второго звука наблюдаются длиннопериодные осцилляции температуры (с периодом  $\sim 2$  мсек), затухающие за время порядка 10 мсек. Природа этих колебаний однозначно не установлена, по-видимому, они объясняются возникновением связанных колебаний в системе измерительная ячейка (открытый резонатор) — гелиевый джар. Пример записи осцилляций в первой ячейке при  $T = 1,6\text{К}$ ,  $Q = 30 \text{ Вт/см}^2$  и длительности импульса 0,5 мсек приведен на рисунке (б).



Наряду с импульсами второго звука при температурах  $T_\lambda - T < 0,2\text{К}$  и в нормальном гелии при  $T > T_\lambda + 0,2\text{К}$  болометр регистрировал приход тепловых импульсов, движущихся со скоростью первого звука. На верхней части рисунка (в) виден приход основного и отраженного импульсов первого звука и далее широкого импульса второго звука при  $T = 2,12\text{К}$ , а внизу показана

ны диаграммы записи температурных колебаний в HeI при  $T = 2,6\text{K}$ . Амплитуды волн первого звука в HeII и HeI близки по величине и противоположно направлены, т. е. приходу импульса первого звука в HeII соответствует охлаждение (импульс отрицательной по сравнению со вторым звуком полярности), а в HeI нагрев. Изменение полярности импульсов совпадает с изменением знака коэффициента теплового расширения жидкого гелия  $\alpha$  при переходе от HeII ( $\alpha < 0$ ) к HeI. Поскольку  $(\partial T / \partial P)_S = TV\alpha / C_P$ , где  $V$  — молекулярный объем, это означает, что как в HeI, так и HeII от нагревателя распространяется волна сжатия, движущаяся со скоростью обычного первого звука в жидкости. Волны сжатия в HeII наблюдали также в работах [7, 9]. Причиной возникновения волны сжатия может быть как импульсный перегрев жидкости значительно выше  $T_\lambda$  в тонком слое вблизи нагревателя, так и рождение пузырей на поверхности при  $Q > 1 \text{ Вт/см}^2$ . Авторы благодарны К.Н.Зиновьевой и В.П.Пешкову за подробное обсуждение текста статьи, способствовавшее улучшению изложения материала.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
30 марта 1979 г.

### Литература

- [1] С.Паттерман. Гидродинамика сверхтекучей жидкости. М., изд. Мир, 1978.
- [2] И.М.Халатников. Теория сверхтекучести. М., изд. Наука, 1971.
- [3] В.П.Пешков. ЖЭТФ, 18, 857, 1946.
- [4] С.К.Немировский. Нелинейные волновые процессы в сверхтекучем гелии. Новосибирск: Институт теплофизики АН СССР СО, 1979.
- [5] D.V.Osborne. Proc. Phys. Soc. London, A64, 114, 1951.
- [6] A.J.Dessler, W.M.Fairbank. Phys. Rev., 104, 6, 1956.
- [7] А.И.Пуляев. ЖЭТФ, 59, 59, 1969.
- [8] J.C.Cummings, D.W.Schmidt, W.J.Wagner. Phys. Fluids, 21, 713, 1978.
- [9] M.Pomerantz. Phys. Rev. Lett., 26, 362, 1971.