

ТУРБУЛИЗАЦИЯ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ В КОЛЬЦЕВЫХ КАНАЛАХ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКАХ

В.М.Микляев, И.А.Сергеев, Ю.П.Филиппов

Представлены результаты экспериментального исследования нестационарных тепловых процессов в сверхтекучем гелии и на границе He II — твердое тело. Получены качественно новые данные по динамике процессов нестационарной теплопередачи к He II в кольцевых каналах. Обнаружен ряд эффектов, причиной возникновения которых, по мнению авторов, является развитие состояния сверхтекучей турбулентности в He II. Рассмотрена связь параметров сверхтекучей турбулентности с условиями экспериментов. Определена зависимость времени вихреобразования от тепловой нагрузки.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Superfluid Turbulence in Helium in Annuli Channels at Transient Heat Fluxes

V.M.Miklyaev, I.A.Sergeyev, Yu.P.Filippov

The experimental results of investigation of transient thermal processes in superfluid helium and at He II — solid interface are presented. The qualitatively new data on dynamics of processes of transient heat transfer into He II in annuli channels are obtained. A number of effects are discovered, which follow, on authors' opinion, from the beginning of superfluid turbulence state in He II. Superfluid turbulence parameters relations with the experimental conditions are discussed. The dependence of vortex generation time on heat load is determined.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Сверхтекучий гелий, обладая уникальными свойствами квантовой жидкости, давно привлекает внимание исследователей. К тому же недавно начавшиеся разработки криогенных систем с криоагентом He II стимулировали поиск дополнительной информации о процессах переноса в сверхтекучем гелии^{1/}. Этими причинами обусловлены широкая тематика и весьма большое число печатных работ по He II. Что касается вопросов теплопередачи в сверхтекучем гелии, то необходимо отметить следующее. Режимы теплопередачи в He II, реализующиеся в стационарных условиях, — ламинарный противоток, зона Гортера — Меллинка,

пленочное кипение — изучены довольно глубоко. Значительно слабее исследованы режимы нестационарной теплопередачи, в том числе при тепловых нагрузках q в диапазоне $q \leq q_{кр}$, где $q_{кр}$ — стационарный критический тепловой поток начала пленочного кипения ($10 \div 100 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2} / 1/$). При таких значениях q динамика процессов передачи тепла от твердого тела к сверхтекучему гелию и переноса тепла в He II может быть довольно сложна, и общие модели таких режимов отсутствуют.

В настоящей работе приводится часть результатов экспериментального исследования нестационарных тепловых процессов в сверхтекучем гелии и на границе раздела твердое тело — He II в сравнительно широком диапазоне тепловых нагрузок и режимных параметров.

Экспериментальный участок представлял собой открытый с обеих сторон кольцевой канал длиной 80 мм, образованный поверхностями тонкостенной стальной трубки и размещенного внутри нее цилиндрического экспериментального образца. Величина коаксиального зазора Δ устанавливалась в пределах $0,40 \div 65 \text{ мм}^*$.

Экспериментальный образец состоял из тонкой углеродной пленки, напыленной на подложку — внешнюю поверхность вакуумированной керамической трубки $\varnothing 11,5 \times 1,75 \text{ мм}$. Углеродная пленка служила одновременно нагревателем и малоинерционным высокочувствительным термодатчиком ^{/2/}. Толщина нагревателя-термометра (НТ) менее 1 мкм, время тепловой реакции менее 100 нс, чувствительность $\approx 0,65 \text{ К}^{-1}$ при температуре 1,8 К и $\approx 0,20 \text{ К}^{-1}$ при 4,0 К ^{/4/}.

Исследования проводились как при вертикальной, так и при горизонтальной ориентации образца в объеме гелия, на свободной поверхности которого поддерживалось заданное давление насыщенных паров. Среднемассовая температура объема гелия $T_S = 1,45 \div 2,09 \text{ К}$, глубина погружения образца $0,05 \div 0,15 \text{ м}$, площадь свободной поверхности жидкости $\approx 1,54 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2$, объем гелия $\approx 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$.

Комплекс электронной аппаратуры ^{/2, 3/}, выполненный в конструктиве КАМАК, обеспечивал проведение экспериментов на линии с ЭВМ. Один из основных узлов комплекса — усилитель мощности, особенность которого состоит в возможности работы в режиме стабилизации мощности тепловыделения в нагревателе-термометре ^{/3/}. Приведенные в настоящей работе данные получены при следующих параметрах импульса мощности: дли-

* Величина зазора 65 мм соответствует т.н. свободным условиям, когда стальная трубка отсутствует, а ее роль играют стенки гелиевого сосуда криостата.

тельность переднего фронта не более 10 мкс, длительность импульса 6,4 с, дрейф мощности относительно средней величины W не более 2%.

Результаты экспериментов обрабатывались в виде зависимости интегрального перегрева $\Delta T = T - T_S$ от времени t после подачи мощности — $\Delta T(t)_W$. Для каждого значения мощности W за время импульса осуществлялось более 4000 измерений $\Delta T(t)^{1/4}$. Ошибка определения перегрева не превышала 10 мК при $T < 5,2$ К, а в остальном диапазоне была не больше 0,5%. Погрешность измерения мощности тепловыделения составляла $1 \div \pm 4\%$, причем большие значения относились к меньшим величинам W .

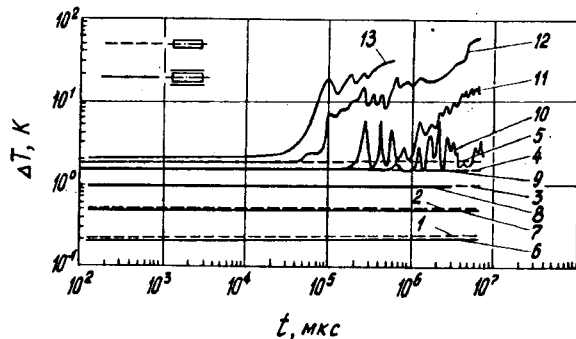
Экспериментальные данные получены в диапазонах перегрева $0,1 \div 100$ К, времени 10 мкс \div $6,4$ с, мощности импульсов $0,06 \div 30$ Вт (что соответствует удельным тепловым потокам $\approx 30 \div 15000$ Вт·м⁻²) при величинах коаксиального зазора 1,30 мм и 65 мм.

Результаты экспериментов, проведенных в He II при температуре 1,82 К и горизонтальной ориентации образца (линии 1÷5 — $\Delta = 65$ мм, кривые 6÷13 — $\Delta = 1,30$ мм), представлены на рис. 1. Обращает на себя внимание прежде всего то, что при $\Delta = 65$ мм во всем исследованном диапазоне времен и удельных тепловых потоков не обнаружено явление кризиса, хотя часть данных (линия 5) получена при значениях q , превышающих величину стационарного критического теплового потока $q_{кр}$. Отсутствие перехода к пленочному кипению в рассматриваемых условиях свидетельствует о том, что за интервал измерений (6,4 с) не было достигнуто время $t_{кр}$ начала режима пленочного кипения. Это подтверждается расчетом величины $t_{кр}$ по соотношению^{8/}

$$t_{кр} = a q^{-4}, \quad (1)$$

где $a \approx 110$ Вт⁴·см⁻⁸. с. Что касается независимости динамики

Рис.1. Зависимости $\Delta T(t)_W$ при $T_S = 1,82$ К. Ориентация — горизонтальная, величина зазора 65 мм (1÷5) и 1,30 мм (6÷13). 1 и 6 — $w = 0,087$ Вт; 2 и 7 — 0,32 Вт; 3 и 8 — 1,2 Вт; 4 и 9 — 3,1 Вт; 5 — 6,7 Вт; 10 — 3,2 Вт; 11 — 4,0 Вт; 12 — 6,3 Вт; 13 — 10 Вт.



зарегистрированных процессов от величины q , то это связано с установлением стационарного режима отвода тепла — режима сопротивления Капицы — за сравнительно короткое время $t_{\text{кап}} < 100$ мкс. Необходимо отметить, что полученное значение $t_{\text{кап}}$ не противоречит данным работы^{/5/}, а величина проводимости Капицы $h_{\text{кап}}$ согласуется с данными по $h_{\text{кап}}$ для углеродных пленок^{/6,7/}.

Из рисунка также видно, что данные, полученные при $\Delta = 1,30$ мм, образуют две характерные области. Первая имеет место при нагрузках $W \leq 3,1$ Вт (линии 6 ÷ 9), в ней наблюдаются те же режимы, что и обсуждавшиеся выше. Вторая область данных образуется зависимостями $\Delta T(t)_W$ при $W > 3,1$ Вт (линии 10 ÷ 13), которые отражают развитие режимов ухудшенной теплопередачи от поверхности твердого тела к He II. При величине зазора $\Delta = 65$ мм такие режимы не развивались и, насколько известно авторам, ранее в литературе не обсуждались. Идентичная картина (при небольших количественных отличиях) характерна и для вертикальной ориентации образца.

Как видно из рисунка (кривые 11 ÷ 13), вслед за развитием режимов ухудшенной теплопередачи может происходить переход к пленочному кипению He II на поверхности образца. Следует отметить, что соответствующие времена начала режима пленочного кипения на несколько порядков меньше величин $t_{\text{кр}}$, рассчитанных по соотношению (1). С учетом того, что стационарная критическая плотность теплового потока $q_{\text{кр}}$ слабо зависит от величины зазора Δ , правомерно предположить, что в таких условиях эксперимента ($\Delta = 1,30$ мм) реализуется определенный механизм, провоцирующий развитие режимов ухудшенной теплопередачи и, при $q > q_{\text{кр}}$, ускоренный переход к пленочному кипению. В основе механизма смены режима на границе НТ — He II лежат, по всей видимости, нестационарные процессы переноса тепла в сверхтекучем гелии, зависящие от геометрии эксперимента.

Детали развития процессов теплопередачи при различных температурах гелия T_S можно проследить по рис. 2. Как видно из рисунка, при превышении некоторых пороговых значений тепловых нагрузок $W_{\text{вх}}$ (линии 1), режим теплопередачи в He II существенно изменяется. Из рисунка также видно, что при $W > W_{\text{вх}}$ (кривые 2 ÷ 6) зависимости перегрева НТ от времени $\Delta T(t)_W$ представляют собой последовательности ярко выраженных пиков перегрева*, параметры которых (время образования, амплитуда) зависят от температуры гелия, мощности импульса, ориентации образца.

*Необходимо отметить полную воспроизводимость экспериментальных данных, образующих первые два пика, и некоторый вероятностный характер последующих.

Процессы в He II, обуславливающие развитие режимов ухудшенной теплопередачи, которые характеризуются последовательностями пиков перегрева НТ, можно идентифицировать следующим образом. Первый пик перегрева связан с развитием состояния сверхтекучей турбулентности в He II в кольцевом канале. В этом смысле пороговые значения тепловых нагрузок $W_{вх}$ отвечают стационарным критическим потокам вихреобразования $q_{вх}$. Рост температуры (передний фронт пика) вызван ухудшением отвода тепла от нагревателя-термометра через турбулизированный слой гелия^{/10/}. Спад температуры (задний фронт пика) связан, вероятно, с затратами энергии на рост клубка вихревых нитей, а также с распространением фронтов турбулентности в кольцевом канале. Второй пик связан с фазовым переходом метастабильный He II \rightarrow метастабильный He I^{/11/}. При этом рост температуры (передний фронт пика) отражает прогрев примыкающего к НТ слоя жидкого гелия до температуры фазового перехода. Причиной последующего спада ΔT , вероятно, является диссипация энергии при фазовом переходе He II \rightarrow He I в присутствии теплового потока^{/12/}, а также удаление образовав-

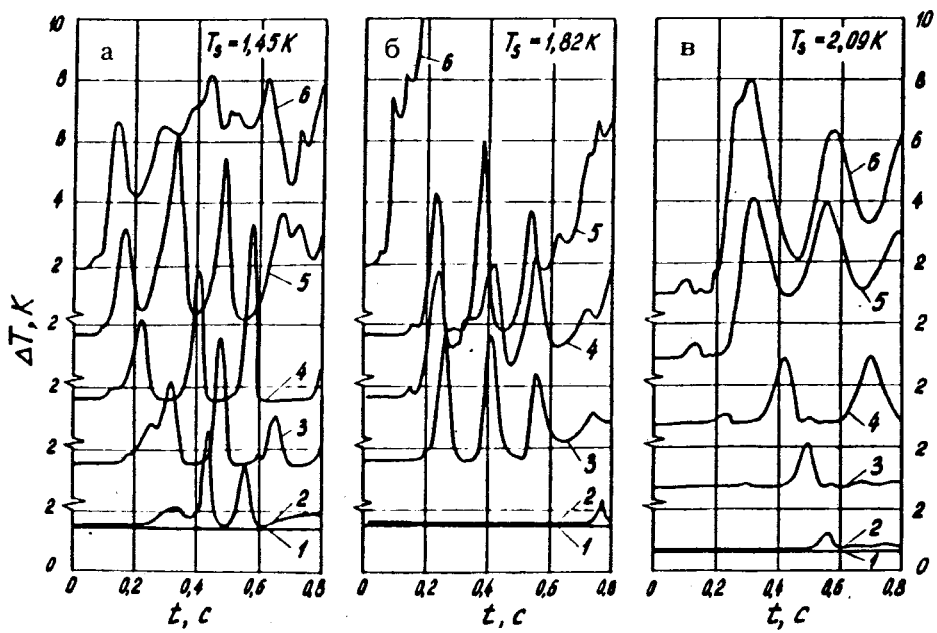


Рис. 2. Зависимости $\Delta T(t)_w$ при $\Delta = 1,30$ мм. Ориентация — горизонтальная.
 а — $T_S = 1,45$ К: 1 — 1,9 Вт; 2 — 2,1 Вт; 3 — 2,3 Вт; 4 — 2,5 Вт; 5 — 3,0 Вт; 6 — 3,8 Вт.
 б — $T_S = 1,82$ К: 1 — 3,1 Вт; 2 — 3,2 Вт; 3 — 4,0 Вт; 4 — 4,2 Вт; 5 — 4,3 Вт; 6 — 6,7 Вт.
 в — $T_S = 2,09$ К: 1 — 0,92 Вт; 2 — 1,1 Вт; 3 — 1,2 Вт; 4 — 1,4 Вт; 5 — 2,0 Вт; 6 — 2,3 Вт.

шегося He I в окружающий объем He II. Последующие пики перегрева обусловлены возможным зарождением паровой фазы на некотором локально перегретом участке поверхности НТ*. При условии $q < q_{кр}$ граница между областями поверхности НТ, покрытыми паром и жидкостью, неустойчива. В такой ситуации перехода к пленочному режиму кипения не происходит, а зависимость $\Delta T(t)_w$ представляет собой последовательность большого числа пиков (рис. 1, кривая 10). При нагрузках $q > q_{кр}$ происходит переход к пленочному кипению, причем с ростом q число пиков сокращается (рис. 1, кривые 11 ÷ 13).

Таким образом, в He II при определенных условиях в кольцевых каналах возможно развитие сверхтекучей турбулентности, чем вызывается каскад процессов смены гидродинамических и термодинамических состояний гелия и, в конечном счете, существенное изменение режима передачи тепла через границу раздела твердое тело — He II.

Остановимся теперь на количественных характеристиках процесса возникновения сверхтекучей турбулентности — времени вихреобразования $t_{вх}$ и пороговой тепловой нагрузке $W_{вх}$.

Время вихреобразования $t_{вх}$ определялось как момент, когда начинался рост температуры на переднем фронте первого пика. Зависимость времени $t_{вх}$ от мощности импульса W имеет довольно сложный характер, однако при величинах тепловых нагрузок, лежащих в диапазоне $1,1 \cdot W_{вх} < W < 0,9 \cdot W_{сл}^{**}$, может быть аппроксимирована соотношением

$$t_{вх} = c \cdot W^{-3/2}, \quad (2)$$

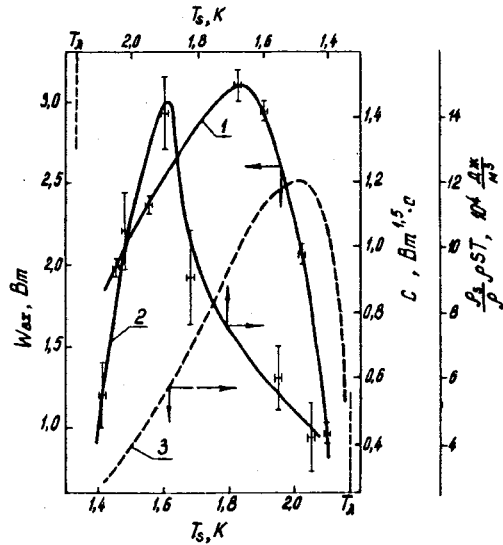
где c — коэффициент, зависящий от температуры гелия и ориентации образца. По структуре соотношение (2) аналогично зависимости $t_{вх}(q)$, обобщающей данные^{/10/}, которые получены при одномерной геометрии эксперимента.

Необходимо отметить, что полученные значения тепловых потоков, отвечающих началу вихреобразования, превышают имеющиеся в литературе данные на порядок. Это объясняется влиянием геометрии эксперимента. Такое влияние заключается в

* Наличие такого участка обусловлено градиентом температуры вдоль поверхности НТ из-за конечности длины образца. С существованием такого участка, а следовательно с завышенным значением измеряемой среднеинтегральной по поверхности НТ температуры, связаны довольно большие (до нескольких К) величины амплитуд пиков перегрева.

** При мощности импульса $W_{сл}$ происходит слияние пиков или же переход к пленочному кипению с переднего фронта первого пика (см., например, кривые ба и бб на рис. 2).

Рис. 3. Зависимости $W_{\text{вх}}(T_S)$, $c(T_S)$, $(\rho_S/\rho) \cdot \rho ST(T_S)$. 1, 2 — соответственно $W_{\text{вх}}$ и c по результатам экспериментов при $\Delta = 1,30$ мм и горизонтальной ориентации; 3 — $(\rho_S/\rho) \rho ST^{1/18}$.



возможности распространения теплового потока как в нормальном к поверхности НТ, так и в аксиальном направлениях, при этом нормальная составляющая теплового потока затрачивается на диссипативные процессы в тонком пристенном слое гелия^{/14/}. Следует также отметить, что в современном подходе к теории сверхтекучей турбулентности^{/15/} особо подчеркивается определяющее влияние геометрии на различные аспекты диссипативных процессов в He II.

Зависимости величин $W_{\text{вх}}$ и c от температуры гелия приведены на рис. 3 (кривые 1 и 2), из которых видно, что они имеют характерную колоколообразную форму. Там же показана температурная зависимость комплекса свойств сверхтекучего гелия $(\rho_S/\rho) \cdot \rho ST$, где ρ_S/ρ — приведенная плотность сверхтекучей компоненты, ρST — плотность тепловой энергии. Кривая 3 аналогична по виду зависимостям $W_{\text{вх}}(T_S)$ и $c(T_S)$. Это можно объяснить на основе двухскоростной гидродинамики, в которой тепловой поток в сверхтекучем гелии \vec{q} определяется как^{/15/}

$$|\vec{q}| = \rho_S ST |\vec{V}_{\text{эф}}| = \frac{\rho_S}{\rho} \rho ST |\vec{V}_{\text{эф}}|. \quad (3)$$

Поскольку уравнение (3) справедливо вплоть до начала вихреобразования в сверхтекучем гелии, а эффективная средняя относительная скорость движения компонент $\vec{V}_{\text{эф}}$ слабо зависит от температуры^{/1/}, сходство кривых 1, 2 и 3 закономерно.

Представленные экспериментальные данные позволяют сделать следующие выводы о динамике процессов нестационарной теплопередачи к сверхтекучему гелию в кольцевых каналах.

При величине тепловых нагрузок, превышающих определенную пороговую величину $W_{\text{вх}}$, значительно меньшую $W_{\text{кр}}$, за времена порядка 100 мс развиваются режимы ухудшенной теплопередачи от твердого тела к He II. Величина $W_{\text{вх}}$ существенно зависит от температуры гелия.

Развитие таких режимов характеризуется последовательностью ярко выраженных хорошо воспроизводимых пиков перегрева поверхности твердого тела.

Причина возникновения режимов ухудшенной теплопередачи — турбулизация сверхтекучего гелия в кольцевом канале. Пороговые тепловые нагрузки $W_{\text{вх}}$ соответствуют критическим тепловым потокам вихреобразования в He II.

В заключение авторы благодарят С.Ю.Селюнина и В.Ф.Мишакина за помощь в проведении экспериментов и настройку аппаратуры, а также В.Н.Павлова за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Frederking T.H.K. *Cooling of Superconducting Devices: Advances in Heat Transfer for Magnet Stability Improvements. Lecture Presented at XVIII Int. Symp. Heat and Mass Transfer in Cryoengineering and Refrigeration. Dubrownik, 1986.*
2. Микляев В.М. и др. *Препринт ОИЯИ Р8-86-583, Дубна, 1986.*
3. Инкин В.Д., Минашкин В.Ф., Филиппов Ю.П. *Сообщение ОИЯИ 8-85-756, Дубна, 1985.*
4. Микляев В.М., Сергеев И.А., Филиппов Ю.П. *Препринт ОИЯИ Р8-87-33, Дубна, 1987.*
5. Katerberg J.A., Anderson A.C. — *J. Low. Temp. Phys.*, 1981, v.42, p.165.
6. Steward W.G. — *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1978, v.21, p.863.
7. Haben R.L., Frederking T.H.K. — *Adv. Cryog. Engng.*, 1975, v.20, p.383.
8. Van Sciver S.W. — *ibid.*, 1982, v.27, p.375.
9. Kobayashi H., Yasukochi K. — *ibid.*, 1980, v.25, p.372.
10. Vinen W.F. — *Proc. R. Soc.*, 1957, v.A240, p.114.
11. Nishigaki K., Saji Y. — *Phys. Rev.*, 1986, v.B33, p.1657.
12. Пешков В.П. — *ЖЭТФ*, 1956, т.30, с.581.
13. Немировский С.К., Цой А.Н. — *Письма ЖЭТФ*, 1982, т.35, с.229.
14. Луцет М.О., Цой А.Н. — В кн.: *Теплообмен при фазовых превращениях. Новосибирск: Изд. ИТФ СО АН СССР, 1983, с.70-75.*
15. Tough J.T. — In: *Progress in Low Temperature Physics. Amsterdam: North-Holl. Publ. Co., 1982, v.VIII, p.133-219.*
16. Dimotakis P.E., Broadwell J.E. — *Phys. Fluids*, 1973, v.16, p.1787.

Рукопись поступила 18 сентября 1987 года.