

УДК 536.483

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КИПЕНИЯ НЕ-II НА ШАРЕ

А. П. Крюков, А. Ф. Медников

Московский энергетический институт (технический университет), 111250 Москва
E-mails: KryukovAP@mpei.ru, mednalex78@mail.ru

Исследованы режимы кипения сверхтекучего гелия на шарах из конструкционной стали диаметром 4,8 и 6,0 мм, внутри которых размещались нагреватели. Получены экспериментальные данные по эволюции паровых пленок, формирующихся на этих сферических поверхностях.

Ключевые слова: сверхтекучий гелий, межфазная поверхность, пленочное кипение, молекулярно-кинетическая теория.

Введение. Знание закономерностей образования и развития пленок пара на поверхностях нагревателей важно как для фундаментальных исследований процессов переноса на межфазных поверхностях, так и для решения ряда прикладных задач. В частности, выяснение условий возникновения и развития паровой фазы при пленочном кипении сверхтекучего гелия необходимо для разработки мер, обеспечивающих надежное криостатирование сверхпроводящих магнитов, кабелей и других устройств, а также для обоснования способов, предотвращающих выход оборудования из строя.

Большинство исследований кипения Не-II проведено на цилиндрических образцах и плоских нагревателях [1–4]. Изучение же эволюции паровой пленки в Не-II на поверхности шара позволяет получить полезную информацию для развития теории тепломассопереноса и различных приложений.

Экспериментальная установка. Для исследования кипения Не-II на шаре использовалась экспериментальная установка, включающая системы криостатирования, оптического наблюдения и видеозаписи, а также системы подачи тепловой нагрузки и измерения температур (рис. 1). Экспериментальный блок представляет собой стеклянную гелиевую пару, состоящую из двух сосудов Дьюара разных диаметров: внутреннего гелиевого и внешнего азотного. Гелиевый сосуд (внутренний диаметр 55 мм) герметично соединен с линией откачки паров. Внешний сосуд был открытым (сообщающимся с атмосферой) и заполнялся жидким азотом, выполнявшим функцию защитного теплового экрана. В обоих сосудах имелись смотровые щели шириной 20 мм для проведения видеозаписи экспериментальных процессов, причем сосуды были установлены так, что эти щели совпадали. Это позволяло осуществлять визуальное наблюдение и видеосъемку экспериментальной ячейки, находившейся во внутреннем сосуде. Необходимая температура в ванне гелия поддерживалась путем откачки паров. Температура жидкости контролировалась по давлению насыщения, определяемому ртутным манометром. Криостат заполнялся жидким гелием с помощью переливного сифона из транспортного сосуда для жидкого гелия СТГ-40.

Работа выполнена в рамках Государственного контракта РИ-112/001/656, а также при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 05-02-16859).

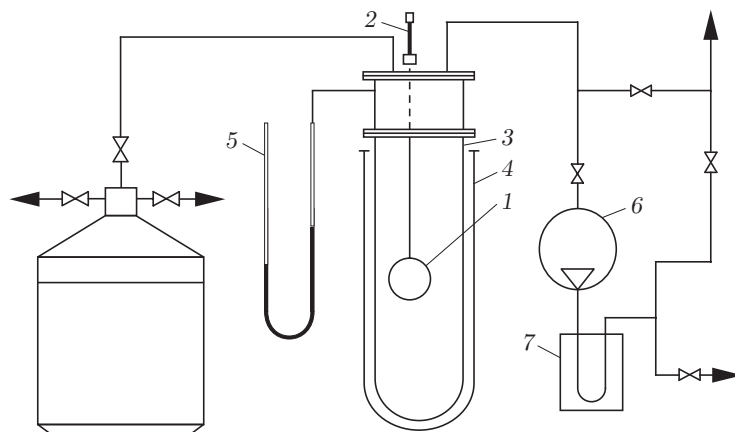


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — экспериментальная ячейка; 2 — подвес; 3 — гелиевый сосуд Дьюара; 4 — азотный сосуд Дьюара; 5 — ртутный манометр; 6 — вакуумный насос НВЗ-20; 7 — азотная ловушка

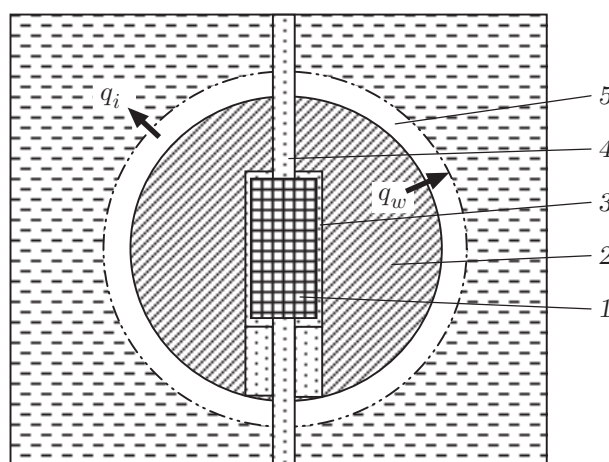


Рис. 2. Схема экспериментального образца с паровой пленкой:

1 — нагреватель; 2 — шар; 3 — изоляция из фторопласта; 4 — питающие провода; 5 — паровая область

Видеозапись процессов на шаре осуществлялась с использованием оптической системы, состоящей из микроскопа МБС-9, находящегося на оптической оси обоих сосудов Дьюара, видеокамеры, сопряженной с окуляром микроскопа, и видеоманитофона.

Схема экспериментального образца представлена на рис. 2. В шаре шарикоподшипника высверливалось отверстие, внутрь которого вставлялся угольный нагреватель в изоляции из фторопласта. Использовались образцы диаметром 4,8 и 6,0 мм. Измерение количества тепла, подаваемого в нагреватель, осуществлялось с помощью четырехпроводной схемы. Ток в цепи измерялся по падению напряжения на образцовой катушке с номинальным сопротивлением 0,1 Ом. Глубина погружения шара ниже уровня сверхтекучего гелия определялась мерной линейкой с ценой деления 1 мм.

Шар подвешен на питающем проводе (рис. 2) в сверхтекучем гелии. Сам провод закреплен на подвесе (см. рис. 1). При расчете межфазного теплового потока, отводимого в сверхтекучий гелий, учитывался теплоотвод по питающим проводам из меди, который составлял около 20 % общего количества тепла, выделяемого нагревателем.

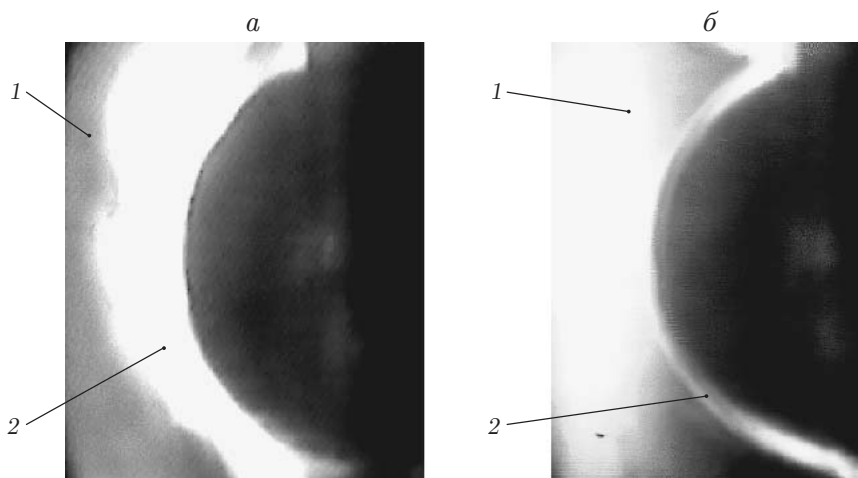


Рис. 3. Режимы кипения сверхтекучего гелия:
a — шумовой, *б* — бесшумовой; 1 — жидкость, 2 — пар

Результаты экспериментов. Как известно, кипение в сверхтекучем гелии характеризуется отсутствием пузырькового режима. Возникающий при подаче критической тепловой нагрузки пленочный режим кипения, в свою очередь, может быть либо шумовым, либо бесшумовым. Шумовой режим сопровождается колебаниями межфазной границы (рис. 3, *a*) и шумом, различимым человеческим ухом. Бесшумовой режим характеризуется устойчивой межфазной границей (рис. 3, *б*).

При исследовании кипения сверхтекучего гелия на проволочках [5] обнаружено, что существует область бесшумового режима кипения, параметры которой зависят от температуры ванны и глубины погружения.

Целью эксперимента являлось получение устойчивой паровой пленки с момента ее зарождения до момента перехода в шумовой режим кипения. Критические тепловые потоки, соответствующие зарождению пленочного кипения для He-II, составляют $10^4 \div 10^5$ Вт/м². При подаче необходимой для образования паровой пленки тепловой нагрузки (примерно 0,7 и 1,1 Вт для шаров диаметром 4,8 и 6,0 мм соответственно) жидкий гелий, находящийся в криостате, испарялся, и глубина погружения шара уменьшалась. Средняя скорость изменения глубины погружения во время эксперимента составляла примерно 0,4 мм/с. Таким образом, в течение 10 с глубина погружения изменялась на 4 мм, что составляет около 5 % первоначального значения. Результаты, представленные на рис. 4, соответствуют посто-

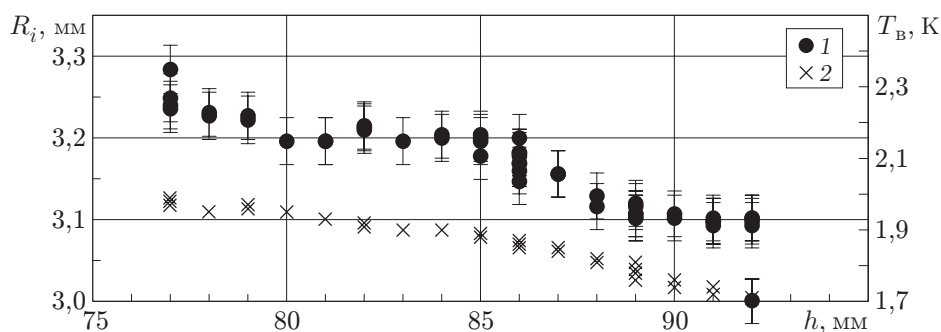


Рис. 4. Зависимости радиуса паровой пленки R_i (1) и температуры ванны T_b (2) от глубины погружения h шара диаметром 6 мм

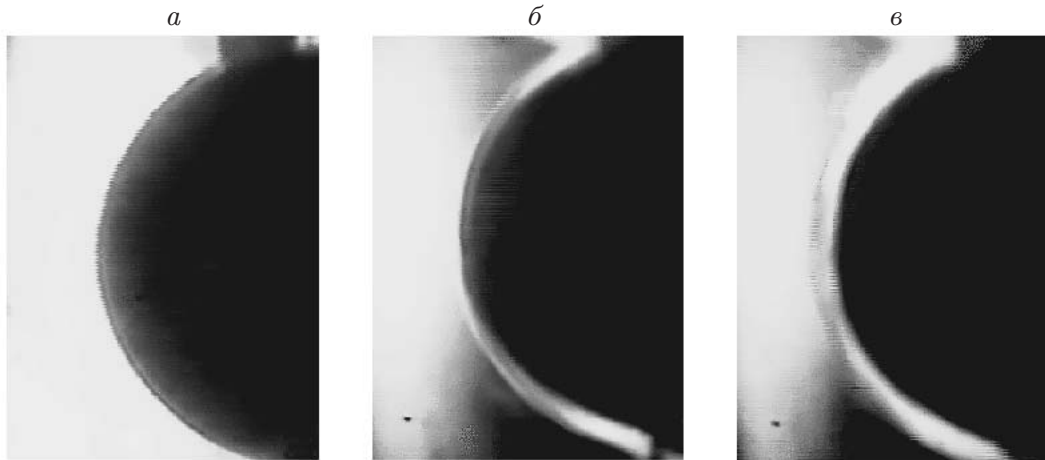


Рис. 5. Изменение толщины паровой пленки δ с уменьшением глубины погружения шара ниже уровня He-II:

a — $\delta = 0,1$ мм; *б* — $\delta = 0,2$ мм; *в* — $\delta = 0,3$ мм

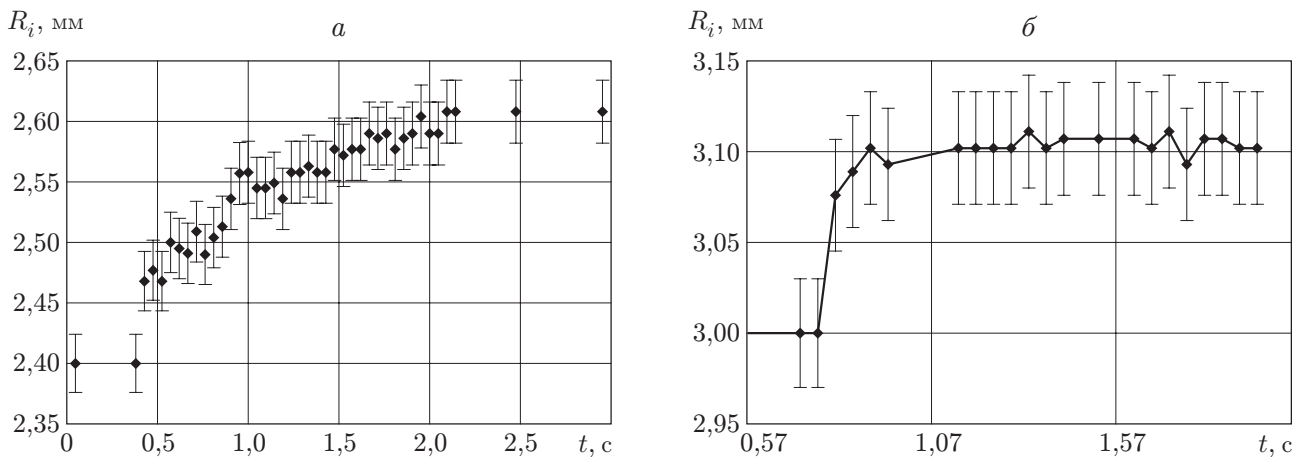


Рис. 6. Эволюция радиуса паровой пленки на шарах различного диаметра ($T_s = 1,68$ К):

a — $2R_w = 4,8$ мм ($q_w = 12,7$ кВт/м², $h = 30$ мм); *б* — $2R_w = 6,0$ мм ($q_w = 30,5$ кВт/м², $h = 90$ мм)

янной (в пределах 5 %-го изменения) глубине погружения и стационарным режимам при постоянной тепловой нагрузке. В течение эксперимента давление пара в криостате увеличивалось, поэтому увеличивалась и температура He-II. Фактически данные на рис. 4 соответствуют зависимостям R_i и T_v от времени, с увеличением которого глубина погружения h шара уменьшается, а давление насыщенного пара в криостате растет. На рис. 4 показана также температура жидкого гелия.

Особое внимание уделялось исследованию роста толщины паровой пленки при постоянной температуре ванны и уменьшающейся глубине погружения. Результаты эксперимента с шаром диаметром 6 мм представлены на рис. 5.

Кроме того, в экспериментах получены картины эволюции паровой пленки во времени при нагрузке q_w (рис. 6).

Анализ полученных данных. Выражение для удельного теплового потока, поступающего на границу раздела фаз жидкость — пар, в случае сферической геометрии может быть представлено в следующем виде:

$$q_i = q_w(R_w/R_i)^2 \tag{1}$$

(q_w — удельный тепловой поток на поверхности шара; R_w — радиус шара). В (1) предполагается, что масса пара в пленке мала и количество теплоты, расходуемой на ее нагрев, незначительно. Значение удельного межфазного теплового потока определяется термодинамическими параметрами системы, температурой насыщения и глубиной погружения нагревателя в жидкость.

В [6] предложен метод расчета восстановительной тепловой нагрузки для сверхтекучего гелия q_R — минимального теплового потока в режиме кипения, когда восстанавливается непосредственный контакт поверхности нагревателя с He-II. Рассчитывается удельный тепловой поток на межфазной поверхности пар — жидкость (He-II) с использованием результатов исследования соответствующих процессов переноса методами молекулярно-кинетической теории. В работе [7] получено соотношение, связывающее давление пара вблизи межфазной поверхности p и удельный тепловой поток q_i , поступающий на границу раздела фаз с температурой T_i и соответствующим давлением насыщения $p_s(T_i)$:

$$p = p_s(T_i) \left(1 + \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{q_i}{p_s(T_i) \sqrt{2R_\mu T_i}} \right). \quad (2)$$

Формула (2) справедлива при выполнении неравенства

$$\frac{q_i}{p_s(T_i) \sqrt{2R_\mu T_i}} \ll 1.$$

Для произвольного значения q_i вместо (2) может быть использовано соотношение, представленное, например, в работе [8]. Необходимо отметить, что выражение (2) справедливо для любого стационарного режима кипения He-II, когда толщина паровой пленки δ не изменяется со временем, а не только при определении восстановительного теплового потока, когда толщина пленки стремится к нулю. Для установления гидростатического равновесия слоя жидкости над паровой пленкой необходимо выполнение равенства

$$p = p_s(T_b) + \rho gh.$$

В силу высокой эффективности теплопереноса по жидкому гелию разность температур межфазной поверхности вблизи нагревателя и на свободной границе мала, поэтому для оценки максимального теплового потока в первом приближении справедлива следующая формула:

$$q_i = 2,27 \rho gh \sqrt{2R_\mu T_b}. \quad (3)$$

Различие значений q_i , вычисленных по формуле (1) с экспериментальными значениями радиусов паровой пленки, и значений q_i , вычисленных по соотношению (3), составило 23–25 и 9–13 % для шаров диаметром 4,8 и 6,0 мм соответственно.

Подводимый межфазный тепловой поток приводит к нагреву жидкости. Задача нестационарного теплопереноса в He-II является достаточно сложной. Для ее корректного описания целесообразно использовать гидродинамику сверхтекучей турбулентности [9, 10]. Оценку перепада температуры $T_i - T_b$, возникающего в жидком гелии, можно выполнить с использованием полуэмпирической теории Гортера — Меллинка. Для условий данных экспериментов максимальная разность T_i и T_b , рассчитанная по теории Гортера — Меллинка с учетом сферической геометрии задачи, составила тысячные доли градуса, что позволяет в первом приближении принять модель постоянной температуры жидкости.

Рост паровой пленки на нагревателе может быть описан решением уравнения Рэлея [11, 12]. С учетом вязкости нормального движения при теплообмене в сверхтекучем гелии уравнение Рэлея принимает вид

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{p - p_s(T_b) - \rho gh - F}{\rho}, \quad (4)$$

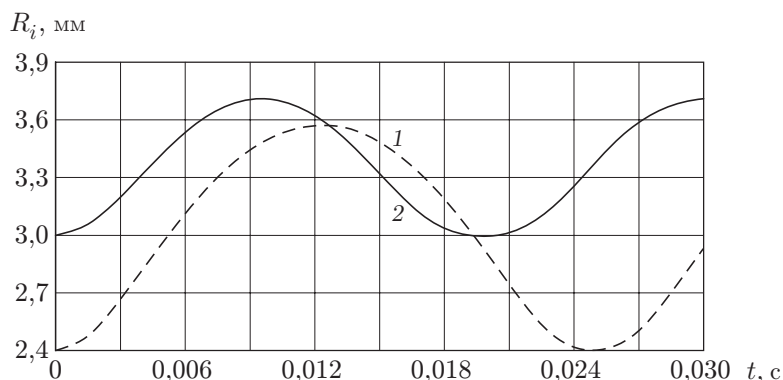


Рис. 7. Зависимость радиуса паровой пленки от времени при $F = 0$:
 1 — $2R_w = 4,8$ мм; 2 — $2R_w = 6,0$ мм

где $F \approx (K/R) dR/dt$; $K = 4\eta_n$; η_n — вязкость нормального движения He-II; давление пара p определяется по формуле (2); величины $p_s(T_b)$ и h известны.

Результаты численного решения уравнения (4) при $F = 0$ представлены на рис. 7, где показан один период колебаний межфазной поверхности. Видно, что эти колебания незатухающие.

Согласно анализу, проведенному в [11], при численном решении полного ($F \neq 0$) уравнения (4) после подачи тепловой нагрузки возникают затухающие колебания межфазной поверхности с выходом на стационарное значение толщины паровой пленки. Такая картина не наблюдалась в экспериментах с нагревателями сферической формы.

Для шара диаметром 4,8 мм стационарный расчетный радиус паровой пленки при решении уравнений (1)–(3) составляет 3 мм, экспериментальное значение $R_i = 2,61$ мм (см. рис. 6, а). Для шара диаметром 6 мм стационарный расчетный радиус паровой пленки составляет 3,41 мм, а экспериментальное значение $R_i = 3,1$ мм (см. рис. 6, б).

Заключение. Результаты проведенных экспериментов показывают, что закономерности пленочного кипения на нагревателе сферической формы удовлетворительно описываются на основе подходов, предложенных и развитых в [6, 7, 11].

Результаты численного решения уравнения движения межфазной поверхности свидетельствуют о возможности колебаний этой границы раздела, но такие колебания не удалось зафиксировать в проведенных экспериментах. Возможно, это обусловлено малой частотой видеосъемки.

Авторы выражают благодарность Ю. Ю. Селяниновой за полезное обсуждение полученных данных и проведение расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Риверс В., Мак-Фадден П. Естественная конвекция в пленке гелия-II // Теплопередача. 1966. № 4. С. 1–10.
2. Betts К. R., Leonard А. С. Free convective film boiling from a flat, horizontal surface in saturated He-II // Adv. Cryog. Engng. 1975. V. 21. P. 282–292.
3. Лабунцов Д. А., Спиридонов А. Г., Аметистов Е. В. Исследование пленочного режима кипения гелия (He-II) // Теплоэнергетика. 1981. № 4. С. 1–10.
4. Шапошников В. А., Михайлов И. И., Ефимова Л. Н., Ромченко Д. Г. Исследование нестационарного теплопереноса в канале с насыщенным He-II: ступенчатая тепловая нагрузка // Инж.-физ. журн. 1988. Т. 54, № 3. С. 361–367.

5. Григорьев В. А., Павлов Ю. М., Аметистов Е. В. Кипение криогенных жидкостей. М.: Энергия, 1977.
6. Kryukov A. P., Van Sciver S. W. Calculation of the recovery heat flux from film boiling in superfluid helium // Cryogenics. 1981. V. 21, N 9. P. 525–528.
7. Муратова Т. М., Лабунцов В. А. Кинетический анализ процессов испарения и конденсации // Теплофизика высоких температур. 1969. Т. 7, № 5. С. 959–967.
8. Khurtin P. V., Kryukov A. P. Some models of heat transfer of film boiling of superfluid helium near λ -point in microgravity // J. Low Temperature Phys. 2000. V. 119, N 3/4. P. 413–420.
9. Немировский С. К., Лебедев В. В. Гидродинамика сверхтекучей турбулентности // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1983. Т. 84, вып. 5. С. 1729–1742.
10. Nemirovskii S. K., Kondaurova L. P., Nedoboiko M. W. Hydrodynamic aspects in the problems of theory of superfluid turbulence // Cryogenics. 1994. V. 34, N 11. P. 309–311.
11. Dergunov I. M., Kryukov A. P., Gorbunov A. A. The vapor film evolution at superfluid helium boiling in conditions of microgravity // J. Low Temperature Phys. 2000. V. 119, N 3/4. P. 403–411.
12. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Г. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: Ин-т теплофизики, 1983.

*Поступила в редакцию 12/X 2005 г.,
в окончательном варианте — 15/III 2006 г.*
