15

Определения скачка Капицы в теплообменнике источника ультрахолодных нейтронов на основе сверхтекучего гелия

© В.А. Лямкин,[1] А.П. Серебров,[1] А.О. Коптюхов,[1] А.В. Сиротин,[1,2] Г.О. Бородинов,[1] А.А. Недоляк,[1] Д.В. Прудников,[1] П.А. Хазов,[1] А.Н. Мурашкин[1]

[1] Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра „Курчатовский институт“, 188300 Гатчина, Ленинградская обл., Россия
[2] Национальный исследовательский университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: lyamkin_va@pnpi.nrcki.ru

Поступило в Редакцию 29 мая 2025 г.
В окончательной редакции 13 января 2026 г.
Принято к публикации 13 января 2026 г.

В НИЦ „Курчатовский институт“–ПИЯФ идет создание источника ультрахолодных нейтронов для исследований по физике фундаментальных взаимодействий, таких как поиск электрического дипольного момента нейтрона и прецизионное измерение времени жизни свободного нейтрона. Основным элементом источника является камера, заполненная сверхтекучим гелием, выступающим в роли конвертера нейтронов. Криостатирование гелия в этой камере осуществляется с использованием теплообменника из нержавеющей стали или меди с напыленным слоем никеля со стороны нейтронов. Представлены результаты экспериментальных исследований по определению комплексного термического сопротивления низкотемпературного теплообменника, включающего в себя термическое сопротивление стенки и сопротивление Капицы для таких материалов, как нержавеющая сталь, медь и никель. С использованием данной эмпирически полученной величины рассчитаны температура гелия и плотность ультрахолодных нейтронов в камере конвертера. Расчеты подтвердили сообразность выбранной конструкции и материалов теплообменника условиям обеспечения успешной работы источника ультрахолодных нейтронов для реактора ПИК.

Ключевые слова: ультрахолодные нейтроны, сверхтекучий гелий, скачок Капицы, низкотемпературный теплообменник, термическое сопротивление, реактор ПИК.

DOI: 10.61011/JTF.2026.07.63138.133-25

Введение

В НИЦ „Курчатовский институт“–ПИЯФ идет создание источника ультрахолодных нейтронов (УХН) для исследований по физике фундаментальный взаимодействий. В качестве конвертера холодных нейтронов в ультрахолодные применяется сверхтекучий гелий (He-II) при температуре порядка 1 K [1].

В общем случае плотность УХН в источнике ρ_{UCN} зависит от двух параметров: плотности исходного нейтронного потока и времени хранения УХН в камере, содержащей вещество, являющееся конвертером нейтронов, τ_k. Первый из этих параметров зависит от реакторной установки, на которой установлен источник, и месте его расположения. Время хранения УХН в камере конвертера можно оценить следующим образом:

$$\tau_k^{-1} = \tau_{4_{\mathrm{He}}}^{-1} + \tau_w^{-1} + \tau_n^{-1} + \tau_a^{-1}, \qquad (1)$$

где τ_n — время жизни свободного нейтрона, τ_a определяется сечением поглощения нейтрона в гелии, τ_w определяется потерями на соударение со стенками сосуда, $\tau_{4_{\mathrm{He}}}$ определяется нагревом УХН от сверхтекучего гелия. Численно $\rho_{\mathrm{UCN}} = P_{\mathrm{UCN}} \cdot \tau_k$, где P_{UCN} — скорость рождения УХН в камере конвертера. Производство УХН в камере конвертера при мощности реактора 100 MW оценивается значением $P_{\mathrm{UCN}} = 100\,\mathrm{cm}^3 \cdot \mathrm{s}^1$ [2].

На сегодня удается достичь значений $\tau_w^{-1} = 9.4\,\mathrm{ms}^{-1}$, $\tau_n^{-1} = 1.1\,\mathrm{ms}^{-1}$, $\tau_a^{-1} = 0.6\,\mathrm{ms}^{-1}$ и $\tau_{4_{\mathrm{He}}}^{-1} = 37.6\,\mathrm{ms}^{-1}$ (при $T_{4\mathrm{He}} = 1.25\,\mathrm{K}$; $T_{4\mathrm{He}}$ — температура сверхтекучего гелия в камере конвертера) [3]. Как видно, наибольший вклад в потерю нейтронов дает нагрев УХН от сверхтекучего гелия. Согласно [4], для оценки влияния возможных взаимодействий для температуры ниже 1.95 K может быть использована зависимость $\tau_{4_{\mathrm{He}}}^{-1} = BT_{4\mathrm{He}}^7$, где $B \approx 7.6 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{s}^{-1} \cdot \mathrm{K}^{-7}$ — коэффициент учета двухфононного рассеяния (эксперименты показывают, что вкладом однофононного поглощения в этом случае можно пренебречь [5–7]). Следовательно, снижение температуры гелия до $T_{4\mathrm{He}} = 1\,\mathrm{K}$ позволит снизить $\tau_{4_{\mathrm{He}}}^{-1}$ до $7.6\,\mathrm{ms}^{-1}$, что будет соизмеримо с потерями на стенках камеры конвертора.

На рис. 1 представлена камера конвертера УХН и схема ее охлаждения. Охлаждающий гелий при температуре 1 K поступает из криостата в камеру теплообменника, где через стенку криостатирует изотопно-чистый гелий-4, который перед запуском источника поступает в камеру конвертера из ресиверов системы изотопно-чистого гелия, и в процессе работы теплооб-

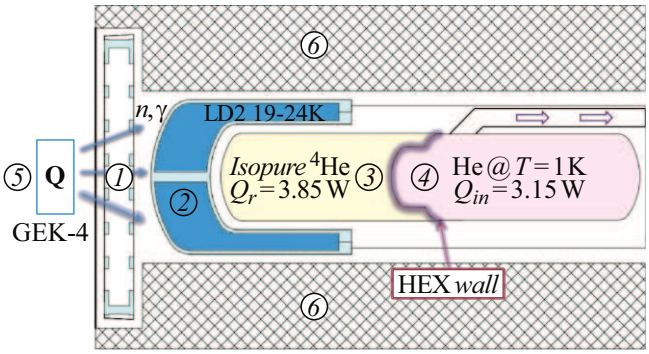


Рис. 1. Механизм отвода теплоты от камеры конвертера УХН: *1* — свинцовый экран, *2* — жидкодейтериевый предзамедлитель, *3* — камера конвертера УХН, *4* — камера теплообменника, *5* — реактор ПИК, *6* — биологическая защита.

Таблица 1. Параметры теплообменника в зависимости от уровня гелия

Уровень гелия в теплообменнике, cm	Объем гелия в теплообменнике, l	Площадь теплообмена, cm^2	Площадь зеркала откачки, cm^2
0	0	0	0
5	4.1	435	1370
10	12.3	840	1860
15	22.0	1210	1970
20	31.5	1610	1730
25	38.5	2070	1120
27.5	41.0	2140	850

менника конденсируется. Ожидаемое время конденсации изотопно-чистого гелия до достижения камерой конвертера заполненного рабочего состояния равно 6.5 h. Материал стенки теплообменника — нержавеющая сталь 12Х18Н10Т, напыленная со стороны камеры конвертера УХН слоем ^{58}Ni. Последнее нужно для отражения УХН стенкой и увеличения времени хранения нейтронов в камере за счет уменьшения τ_w^{-1}.

Температура гелия в камере конвертера УХН состоит из пяти слагаемых:

$$T_{4\mathrm{He}} = T_{\mathrm{He}} + \Delta T_{\mathrm{He\text{-}II\text{-}}st} + \Delta T_{\lambda} + \Delta T_{\mathrm{He\text{-}II\text{-}Ni}} + \Delta T_k, \qquad (2)$$

где T_{He} — температура гелия в теплообменнике; $\Delta T_{\mathrm{He\text{-}II\text{-}}st}$, $\Delta T_{\mathrm{He\text{-}II\text{-}Ni}}$ — скачки Капицы на границах He-II-сталь и He-II-никель; ΔT_{λ} — разница температур за счет теплового сопротивления стенки теплообменника; ΔT_k — разница температур за счет теплового сопротивления сверхтекучего гелия.

Расчеты показывают, что теплоприток от реактора на камеру конвертера Q_r будет на уровне 3.85 W [1]. Количество теплоты к низкотемпературным конструкциям криостата и источника УХН по тепловым мостам Q_{in} сопоставимое — 3.15 W. При данной мощности откачивается примерно 0.09 mol/s, что соответствует 1.9 l/s при нормальных условиях. Таким образом, итоговая тепловая нагрузка на гелий при температуре 1 K составит 7 W. Имеющаяся в НИЦ „Курчатовский институт“–ПИЯФ система вакуумной откачки паров гелия способна отводить такое количества теплоты, поддерживая давление насыщенных паров на входе в насос на уровне 20 Pa. С учетом гидравлического сопротивления криопровода можно поддерживать давление насыщенных паров гелия в теплообменике источника УХН на уровне 40 Pa, что соответствует температуре гелия $T_{4\mathrm{He}} = 1$ K.

Градиент температуры в сверхтекучем гелии описывается уравнением Гортера–Меллика [8]:

$$q^3 = f^{-1}(T)\frac{dT}{dx}, \qquad (3)$$

где $f(T) = A_{GM} \cdot \rho_n/(\rho_s \cdot s^4 \cdot T^3)$; A_{GM} — параметр взаимного трения нормальной и сверхтекучей компонент гелия, связанный с формированием вихрей в квантовой жидкости, ρ_n и ρ_s — плотности нормальной и сверхтекучей компонент гелия, s — удельная энтропия, T — температура гелия. При параметрах камеры $d = 0.3$ m, $x = 0.5$ m, $q = 55\,\mathrm{W/m^2}$, получаем $\Delta T_k = 0.1$ mK. Так как прочие члены уравнения (2) превышают величину ΔT_k на два и более порядка, ее влиянием на $T_{4\mathrm{He}}$ можно пренебречь.

Поверхность теплообмена в источнике УХН имеет сложную форму, обусловленную оптимальным выводом УХН из сверхтекучего гелия в нейтроновод, которая в первом приближении (без учета сверхтекучей пленки над уровнем жидкости) кроме формы стенки теплообменника определяется уровнем гелия в камере теплообменника. На схематическом рис. 1 сечение стенки теплообменника профильной плоскостью обозначено «HEX wall». Зависимость площади теплообмена и площади зеркала откачки от уровня гелия в теплообменнике приведена в табл. 1. Штатный режим работы теплообменника достигается при заполнении камеры теплообменника выше 25 cm, соответственно значением площади теплопередающей поверхности будем считать 2070 cm^2.

Конструкцию гелиевого модуля (камера конвертера УХН и теплообменник) предполагается изготовить из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Выбор обусловлен большой прочностью стали при криогенных температурах и хорошо отработанной технологией обработки данного материала по сравнению с другими материалами, такими как бериллий, медь или алюминий. Малая толщина камеры, равная 1 mm, увеличит пропускание холодных нейтронов в сверхтекучий гелий, а технология сварки/сборки таких заготовок хороша известна. Однако нержавеющая сталь при температурах ниже λ-точки имеет низкую величину теплопроводности и высокое значение скачка Капицы [8], и при больших значениях

ΔT_λ и $\Delta T_{\text{He-II-}st}$ возникнет вопрос о замене материала стенки теплообменника со стали на медь. Это, очевидно, приведет к уменьшению температуры гелия в камере конвертера, но приведет к проблемам в процессе изготовления (пайка меди со сталью) и эксплуатации (разный коэффициент термического расширения меди и стали).

Настоящая работа посвящена экспериментальному нахождению комплексного теплового сопротивления между камерой конвертера УХН с изотопно-чистым гелием-4 и теплообменником, заполненным гелием, не проходившим изотопную очистку, при температуре около 1 K. В ходе проведения экспериментов будут использоваться те же материалы и способы их подготовки, что и при изготовлении реального источника УХН для реактора ПИК.

1. Обзор литературы по скачку Капицы

Для границ раздела разнородных материалов характерно существование определенного теплового сопротивления, представляющего собой разрыв (скачок) температурной функции. В общем случае этот эффект называется граничным тепловым сопротивлением (ГТС). Поскольку величина ГТС увеличивается с понижением температуры, наибольшие значения оно принимает при температурном уровне сверхтекучего гелия и ниже. Эксперимент, в котором ГТС было впервые измерено через разницу температур между сверхтекучим гелием и погруженным в него медным бруском, описан в статье П.Л. Капицы [9].

К сожалению, за почти сто лет изучения этого феномена не было выработано единой теории, которая могла бы полностью описать все экспериментально полученные результаты. Изначальные предположения о том, что феномен был вызван исключительно свойствами сверхтекучей жидкости, были опровергнуты обнаружением аналогичного сопротивления на границе твердого тела и жидкого гелия-3 [10], а затем и на границе твердого тела и твердых гелия-4 и гелия-3 [11]. В настоящее время существуют лишь две теоретические модели, способные в той или иной мере объяснить феномен ГТС: модель акустического рассогласования (acoustic mismatch model) [12,13] (МАР (AMM), или иначе — теория Халатникова) и модель диффузного рассогласования (diffuse mismatch model) [14] (МДР (DMM)).

Основная идея МАР заключается в том, что фононы могут пройти из среды с меньшей скоростью звука $\mathbf{v}_1$ в среду с большей скоростью звука $\mathbf{v}_2$ только в случае, когда угол их падения попадает в перевернутый конус, у которого угол между высотой и образующей θ определен как $\theta = \arcsin(\mathbf{v}_1/\mathbf{v}_2)$.

Сопротивление Капицы в МАР при малых ΔT находится как

$$R_{K,\text{AMM}} = \frac{15h^3\rho_s \mathbf{v}_{s,transverse}^3}{16\pi^5 k_B^4 \rho_{\text{He}} \mathbf{v}_{\text{He}} F} T^{-3}, \qquad (4)$$

где ρ_s и $\mathbf{v}_{s,transverse}$ — плотность и поперечная скорость звука для твердого тела; ρ_{He} и $\mathbf{v}_{\text{He}}$ — плотность и скорость звука для гелия; F — функция от отношения продольной и поперечной скоростей звука для твердого тела со значением порядка единицы для большинства сред; h, k_B, π — константы [8,15,16].

Основная идея МДР заключается в гипотезе, что все фононы, попадающие на границу раздела двух контактирующих сред, рассеиваются диффузно. Вероятность того, что фонон будет рассеян в ту или иную среду, пропорциональна плотностям фононных состояний сред (которые, в свою очередь, пропорциональны дроби $\omega^2/\mathbf{v}^3$, где ω — частота фонона, а $\mathbf{v}$ — скорость звука). Эта вероятность независима от того, из какой среды фонон прибыл изначально. Таким образом, вероятность прохождения фонона из среды i (где i — номер одной из двух сред) в среду $(3-i)$ (т. е. в противоположную) равна вероятности отражения фонона из среды $(3-i)$ обратно в среду i. Сопротивление Капицы в МДР находится как

$$R_{K,\text{DMM}} = \left(\frac{30\hbar^3}{k_B^4\pi^2} \frac{\Sigma_{i,j}\mathbf{v}_{i,j}^{-2}}{(\Sigma_j \mathbf{v}_{i,j}^{-2})(\Sigma_j \mathbf{v}_{3-i,j}^{-2})}\right) T^{-3}, \qquad (5)$$

где j — поляризации фонона (продольная и поперечные); $\hbar$, k_B, π — константы [14].

По факту обе эти модели дают предсказания, существенно отличающиеся от экспериментально полученных данных. Экспериментально измеренные сопротивления Капицы лежат до двух порядков ниже предсказываемых МАР и выше предсказываемых МДР. За долгое время существования МАР было предпринято много попыток добиться согласования этой модели с экспериментальными данными; как правило, эти попытки заключались в предложении новых неучтенных механизмов улучшения теплопередачи на границе сред, так называемых „каналов“, но ни один из этих каналов не смог полностью количественно объяснить разногласия теории и эксперимента. Так же, как и для МАР, для МДР предлагались различные модификации для улучшения сходимости ее предсказаний с экспериментом, но все они также не привели к теории к согласию с экспериментальными данными [17]. Для измерений сопротивления Капицы МДР интересна количественной близостью своих предсказаний к часто использующемуся так называемому пределу фононного излучения (ПФИ), впервые предложенному в [18].

Помимо проблем с выработкой теории, способной описать результаты экспериментов, исследования сопротивления Капицы типично испытывали проблемы из-за плохой воспроизводимости самих экспериментов: накопившиеся за первые три десятилетия исследований

с медью результаты имели расхождение в пределах одного порядка для методики измерений с нагревателем и термодатчиками. Расхождения объяснялись большой разницей в процедуре подготовки образцов и сложностью учета всех возможных влияющих факторов: от работы к работе могли серьезно варьироваться (и даже не быть описаны) применявшаяся к образцу термомеханическая обработка (полировка, ионная бомбардировка; отжиг и его температура); результирующие из предыдущего степень шероховатости образцов и возможное существование напряжений в подповерхностном слое; существование и тип инородных покрытий на материале (пленки масла, оксиды, адсорбированный газ и т.д.). Более того, отсутствовало четкое понимание, какие методы позволяют достичь состояния „просто границы основной массы“, т.е. такого, где свойства граничной поверхности не отличались бы от свойств материала как такового. Эта неясность влияла не только на подготовку экспериментов, но и на их интерпретацию [15].

Для практического определения величины сопротивления Капицы в конкретной системе необходимо производить собственные измерения с теми материалами и поверхностями, которые используются в ней. Описанные теории дают предсказания, слишком сильно отличающиеся от эмпирических результатов.

2. Описание эксперимента

Для определения комплексного сопротивления теплообменника был проведен ряд экспериментов в условиях, приближенных к планируемым условиям эксплуатации источника УХН. Для проведения экспериментов были изготовлены две двухлитровые емкости (SOURCE): медная и стальная. Емкости на тонкостенной трубке помещались в емкость гелиевого криостата (HEX). Внутри SOURCE были размещены нагреватель, уровнемер и термодатчик. Теплосъем осуществлялся откачкой паров гелия из HEX. Была замерена разность температур между SOURCE и HEX при различных температурах и тепловых потоках через границу раздела. Предварительно используемые в эксперименте термодатчики CERNOX были откалиброваны друг относительно друга в одной емкости с гелием на всем диапазоне температур от 1.2 до 2.0 K: при нахождении в одном сосуде с гелием термодатчики не имели разницы в показаниях температуры с точностью 1 mK. На внешней стороне SOURCE был размещен гелиевый уровнемер, по значениям которого контролировали полное погружение емкости в гелий (как показано на рис. 2). Таким образом, в процессе эксперимента поддерживалась постоянная площадь теплоотвода от нагревателя.

Обе емкости были изготовлены из двух сваренных друг с другом торосферических донышек с общей площадью теплопередающей поверхности, равной 950 cm^2. После сварки следы окислов удалялись механически с использованием нетканого абразивного материала типа scotch brite. После двух серий измерений емкость SOURCE вынималась, и на ее внешнюю поверхность методом магнетронного распыления наносился слой никеля толщиной 3000 Å. Обработка никелевой поверхности после напыления не производилась. Далее проводилась еще одна серия из двух измерений с напыленной поверхностью. Фото медной камеры и ее напыления никелем представлены на рис. 3.

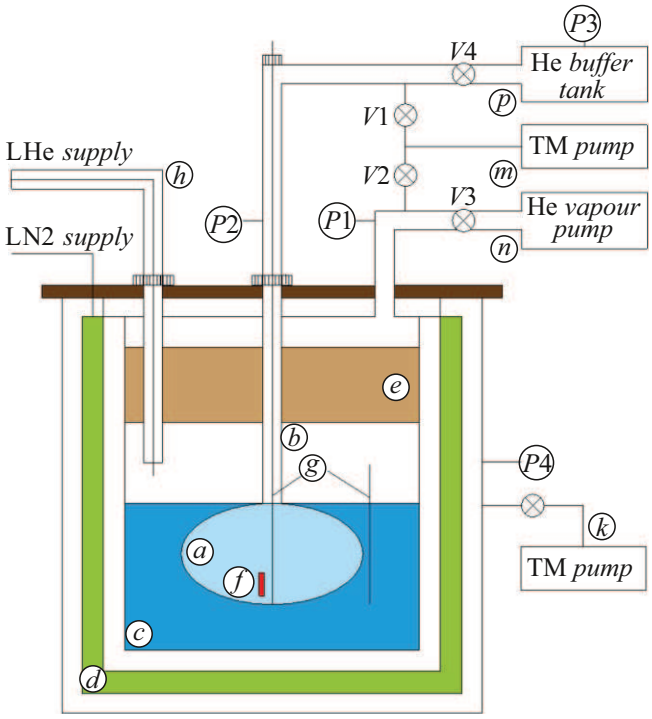


Рис. 2. Схема проведения эксперимента по измерению скачка Капицы: *a* — гелиевая емкость (SOURCE), *b* — трубка подачи КИП в SOURCE, *c* — гелиевая ванна криостата (HEX), *d* — тепловой экран с жидким азотом, *e* — многослойная теплоизоляция, *f* — нагреватель, *g* — контрольно-измерительные приборы (термодатчик и уровнемер) *h* — криогенный трубопровод подачи жидкого гелия от ожижителя L-280, *k* и *m* — турбомолекулярные насосы для откачки вакуумного кожуха криостата и рабочих гелиевых объемов, *n* — система вакуумных насосов откачки паров гелия EDWARDS HV30000, P_1-P_4 — датчики давления, V_1-V_4 — ручные вентили.

В ходе проведения каждого эксперимента было подано от 10 до 20 различных значений теплопритока к сверхтекучему гелию (от 0.1 до 3.0 W). Мощность к нагревателю подавалась по четырехпроводной схеме от лабораторного источника питания, что позволяло учитывать потери на подводящих проводах. В результате были зафиксированы разницы температур в SOURCE и HEX, обусловленные двумя сопротивлениями Капицы на границе гелий–стенка и тепловым сопротивлением материала стенки. Типичный график снимаемых показаний приведен на рис. 4.



Рис. 3. Медная камера с уровнемером (слева) и напыление никеля на камеру (справа).

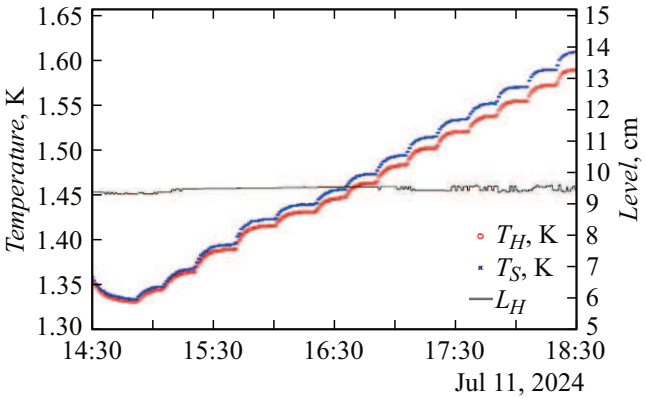


Рис. 4. Температуры в HEX и SOURCE во время проведения эксперимента с медной камерой (T_H — температура в HEX, T_S — температура в SOURCE, L_H — уровень гелия в HEX).

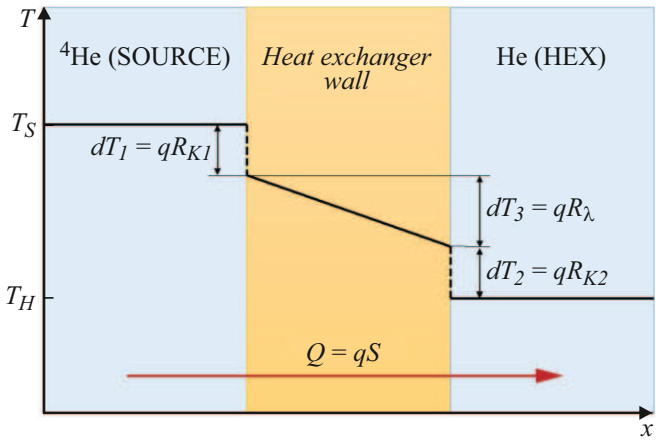


Рис. 5. Комплексное термическое сопротивление теплообменника источника УХН.

3. Обработка данных

Разница температур T_H и T_S обусловлена полным термическим сопротивлением R_T: $dT = q \cdot R_T$, где q — удельный тепловой поток, T_H и T_S — температуры гелия в емкостях HEX и SOURCE соответственно. Общее термическое сопротивление R_T в нашем случае состоит их трех составляющих (рис. 5):

- R_{K1} — сопротивление Капицы на границе „гелий в HEX-камера теплообменника“;
- R_λ — термическое сопротивление стенки;
- R_{K2} — сопротивление Капицы на границе „гелий в SOURCE-камера теплообменника“.

Термические сопротивления Капицы и стенки равны:

$$R_K = aT^{-n}, \tag{6}$$

где T — температура гелия, a и n — коэффициенты;

$$R_\lambda = d/\lambda, \tag{7}$$

где $d = 1$ mm — толщина стенки камеры, λ — теплопроводность материала [19,20].

Будем считать, что для камеры без напыления никелем коэффициенты a и n для обеих границ одинаковы ввиду того, что материал и способ обработки обеих поверхностей один и тот же:

$$\frac{\Delta T}{q} = aT_H^{-n} + \frac{d}{\lambda} + aT_S^{-n}, \tag{8}$$

$$T_H^{-n} + a(T_H + \Delta T)^{-n} = \frac{\Delta T}{q} - \frac{d}{\lambda}, \tag{9}$$

$$a + a\left(1 + \frac{\Delta T}{T_H}\right)^{-n} = \left(\frac{\Delta T}{q} - R_\lambda\right)T_H^n. \tag{10}$$

Разложим $(1 + \frac{\Delta T}{T_H})^{-n}$ в ряд Маклорена:

$$\left(1 + \frac{\Delta T}{T_H}\right)^{-n} = 1 - n\frac{\Delta T}{T_H} + F\left(\left(\frac{\Delta T}{T_H}\right)^2\right) - \ldots.$$

Слагаемое $(\Delta T/T_H)$ вносит вклад порядка 10 %, и его следует учитывать, в то время как его квадрат и далее

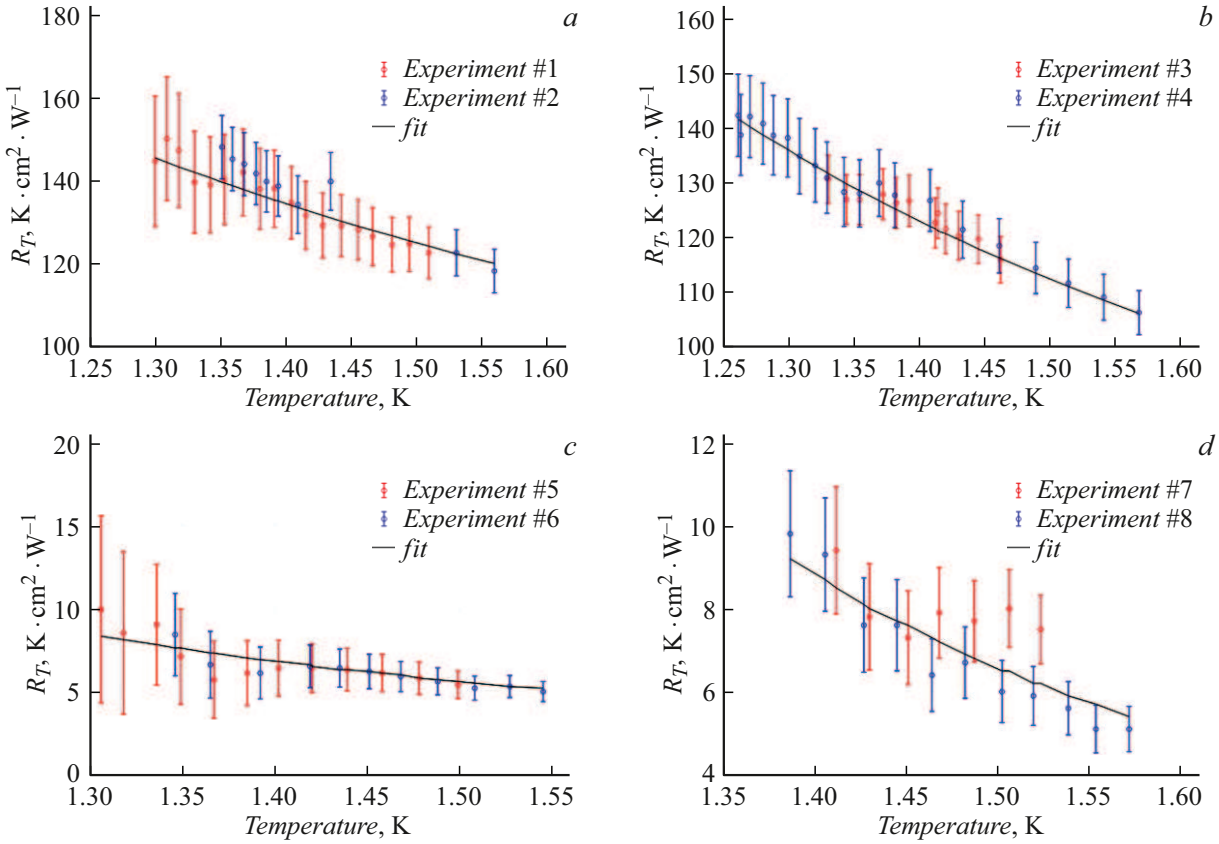


Рис. 6. Результаты экспериментов по измерению полного термического сопротивления теплообменника: *a* — стальная емкость, *b* — стальная емкость с никелевым напылением, *c* — медная емкость, *d* — медная емкость с никелевым напылением.

можно уже не учитывать, так как они дают погрешность не более 1 %:

$$a + a\left(1 - n\frac{\Delta T}{T_H}\right) = \left(\frac{\Delta T}{q} - \frac{d}{\lambda}\right)T_H^n, \qquad (11)$$

$$aT_H^{-n} = R_K(T_H) = \frac{\Delta T/q - d/\lambda}{2 - n\,\Delta T/T_H}. \qquad (12)$$

Отметим, что $q = Q/S = (Q_0 + Q_h)/S$, где S — площадь теплопередающей поверхности, Q_h — мощность, выдаваемая нагревателем, а Q_0 — исходный теплоприток гелию в SOURCE, учитывающий все возможные пути теплообмена, включая влияние тонких пленок сверхтекучего гелия. Отметим, что значение Q_0 будет различным во всех экспериментах, так как длина подвесной трубки относительно верхнего теплого фланца зависит от фактического уровня сверхтекучего гелия в HEX после выхода на стационарный тепловой режим:

$$Q_h = \frac{S\Delta T}{aT_H^{-n}(2 - n\,\Delta T/T_H) + d/(\lambda(T_H + \Delta T/2))} - Q_0. \qquad (13)$$

Для камеры, напыленной никелем с одной стороны, термические сопротивления R_k имеют различные значения коэффициентов a и n. Так, для медной камеры:

$$\frac{\Delta T}{q} = a_{\mathrm{Ni}}T_H^{-n_{\mathrm{Ni}}} + \frac{d}{\lambda} + a_{\mathrm{Cu}}T_S^{-n_{\mathrm{Cu}}}. \qquad (14)$$

Однако в этом случае уже есть экспериментально полученные значения для данных стальных и медных поверхностей: a_{st}, a_{Cu}, n_{st}, n_{Cu}. Следовательно:

$$Q_h = \frac{S\Delta T}{a_{\mathrm{Ni}}T_H^{-n_{\mathrm{Ni}}} + \left(d/\left(\lambda(T_H + \Delta T/2)\right) + a_{st}T_S^{-n_{st}}\right)} - Q_0. \qquad (15)$$

Несмотря на то, что на сталь и медь никель наносился одним и тем же способом, коэффициенты a_{Ni} и n_{Ni} там будут разные, так как напыление производилось на различные поверхности, и по факту полученная поверхность никеля все же отличается.

Во всех этих случаях получаем параметрическую функцию $Q_h = F^{a,n,Q_0}(T_H, \Delta T)$. На первом этапе была произведена оценка параметра Q_0 с использованием критерия уточненного R-квадрата. Подбирались такие a, n и Q_0, при которых значение $AdjR^2$ принимало максимально близкую к единице величину:

$$AdjR^2 = 1 - \frac{\mathrm{SSE}(n' - 1)}{\mathrm{SST}(n' - m')} = 1 - \frac{\Sigma_{i=1}^n (F_i - \widehat{F}_i)^2 (n' - 1)}{\Sigma_{i=1}^n (F_i - \overline{F}_i)^2 (n' - m')}, \qquad (16)$$

где F_i — экспериментальное значение функции, $\widehat{F}_i$ — значения параметрической модели, $\overline{F}_i$ — среднее значение функции, n — число данных в эксперименте,

Таблица 2. Результаты фитирования по определению параметра Q_0

Эксперимент	Материал стенок	Значение параметров после фита*			
		a	n	Q_0, W	$AdjR^2$
1	Сталь–сталь	0.003932	0.76	0.48	0.9996
2	Сталь–сталь	0.003737	0.68	0.25	0.9996
3	Сталь–никель	0.004776	2.02	0.41	0.9964
4	Сталь–никель	0.005398	2.51	0.21	0.9996
5	Медь–медь	0.000860	2.83	0.11	0.9913
6	Медь–медь	0.000850	2.80	0.32	0.9950
7	Медь–никель	0.001623	2.9	0.25	0.8430
8	Медь–никель	0.003506	5.8	0.35	0.9931

Примечание * — для экспериментов 3,4 и 7,8 значения a и n указаны для никеля.

Таблица 3. Результаты фитирования по определению параметров a и n

Эксперимент	Материал стенок	Значение параметров после фита*		
		a	N	$AdjR^2$
1–2	Сталь–сталь	0.004695	1.2	0.9982
3–4	Сталь–никель	0.007229	3.2	0.9994
5–6	Медь–медь	0.000877	2.8	0.9882
7–8	Медь–никель	0.003240	5.4	0.9591

Примечание. * — для экспериментов 3–4 и 7–8 значения a, n указаны для никеля.

а $m = 3$ — число параметров модели. Результаты обработки данных приведены в табл. 2. В седьмом эксперименте из-за проблем с гелиевым ожижителем было мало жидкого гелия, из-за чего получилось промерить только $n = 9$ точек. Это объясняет низкое значение $AdjR^2$ в этом эксперименте.

Далее данные экспериментов с одинаковыми поверхностями обрабатывались вместе. Значения Q_h при этом корректировалось на величину Q_0. Также для каждой из поверхностей методом уточненного R-квадрата была произведена оценка параметров a и n функции $Q_h + Q_0 = F^{a,n}(T_H, \Delta T)$. Результаты оценки коэффициентов приведены в табл. 3.

Графики экспериментально измеренных комплексных сопротивлений приведены на рис. 6. Экспериментальные значения полного термического сопротивления теплообменника взяты на основе полученных данных $R_T = \Delta T/q$. График fit построен как сумма трех термических сопротивлений: два сопротивления Капицы на основе подобранных коэффициентов из табл. 3 и термическое сопротивление стенки камеры на основе данных из [19,20].

4. Обсуждение результатов

Сравним значения сопротивления Капицы, полученные нами, со значениями, полученными в других экспериментах. В обзорной статье 1969 г. [15] Поллак, анализируя результаты множества экспериментов, собрал имевшиеся на тот момент экспериментальные данные по сопротивлению Капицы для меди. Модифицированная Шнайдером в 1970-м версия его графика (рис. 7) [18] до сих пор используется экспериментаторами для оценки полученных ими значений проводимостей Капицы. В графике Шнайдера используется проводимость Капицы — величина, обратная сопротивлению Капицы: $h_K = 1/R_K$. Как видно, некоторые значения из различных экспериментов различаются на порядок и находятся в диапазоне между предсказаниями МАР и ПФИ. На рис. 7 отмечены значения, полученные в нашем эксперименте, и точки, полученные японской группой,

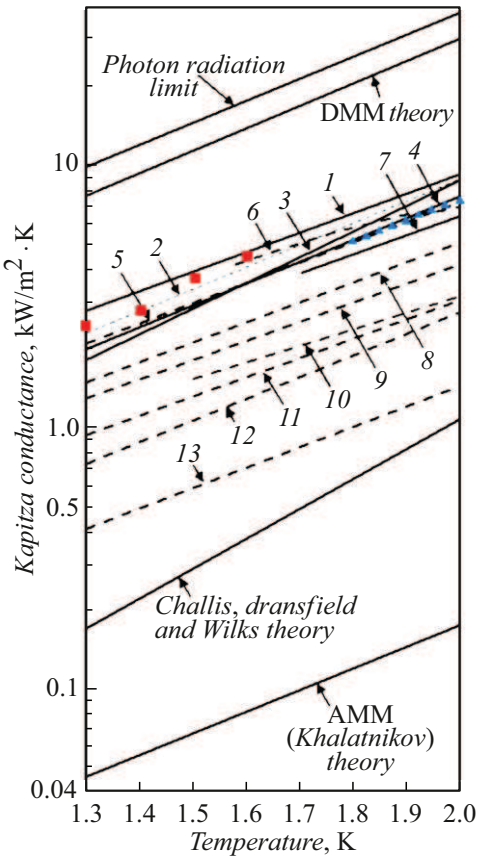


Рис. 7. Экспериментальные данные по проводимости Капицы для меди [18]: *1,2,4* — Джонсон и Литтл [22]; *3* — Вэлан [23]; *5* — Гудлинг и Ирэй [24]; *6* — Капица [9]; *7,10* — Чаллис, Дрансфелд, Вилкс [16]; *8,9* — Чаллис [25]; *11* — Вей-Йен [26]; *12* — Зиновьева [27]; *13* — Вайт, Гонзалес, Джонстон [28] □ — данные, полученные в настоящей работе, △ — данные, полученные в работе [21].

которая тоже ведет работы по созданию источника УХН на основе сверхтекучего гелия [21]. В целом это может свидетельствовать о правильности выбранной нами методики измерения сопротивления Капицы.

На сегодняшний день проведение экспериментов по измерению сопротивления Капицы более характерно для решения практических задач для конкретных систем, нежели чем для изучения явления как такового. В нашем случае поставлена задача об определении влияния скачка Капицы на температуру гелия в камере конвертера. С нашими вводными данными (материал — медь, $Q = 3.85\,\mathrm{W}$, $S = 0.2\,\mathrm{m}^2$ и $T = 1\,\mathrm{K}$) теории МАР и МДР дают значения ΔT, равные 963 и 5 mK соответственно. При таких значениях, отличающихся друг от друга на три порядка величины, проведение натурного эксперимента является единственным способом оценить реальное сопротивление Капицы для используемого материала с определенным способом подготовки поверхности.

Расчет комплексного температурного скачка для стального теплообменника с никелевым напылением на основе коэффициентов из табл. 3 дает значения:

$$\bullet\ R_{K1} = \frac{\Delta T_1}{q} = a_{st} T_H^{-n_{st}} = 0.004695\,(\mathrm{Km}^2)/\mathrm{W},$$

$$\Delta T_1 \ = \ 90\,\mathrm{mK},$$

$$\bullet\ R_\lambda = \frac{d}{\lambda} = 0.0091\,(\mathrm{Km}^2)/\mathrm{W},\ \Delta T_3 \ = \ 175\,\mathrm{mK},$$

$$\bullet\ R_{K2} = \frac{\Delta T_2}{q} = a_{\mathrm{Ni}} T_S^{-n_{\mathrm{Ni}}} = 0.0034\,(\mathrm{Km}^2)/\mathrm{W},$$

$$\Delta T_2 = 66\,\mathrm{mK}.$$

Таким образом, температура в камере конвертера будет равной $T_{4\mathrm{He}} = 1.331\,\mathrm{K}$. Основной вклад в температуру вносит не скачок Капицы, а тепловое сопротивление стенки из нержавеющей стали, теплопроводность которой при температуре $T = 1\,\mathrm{K}$ достигает значений $\lambda = 0.1\,\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-1}\cdot\mathrm{K}^{-1}$.

При замене же материала теплопередающей стенки со стали на медь, получаем:

$$\bullet\ R_{K1} = \frac{\Delta T_1}{q} = a_{\mathrm{Cu}} T_H^{-n_{\mathrm{Cu}}} = 0.000877\,(\mathrm{K}\cdot\mathrm{m}^2)/\mathrm{W},$$

$$\Delta T_1 \ = \ 17\,\mathrm{mK},$$

$$\bullet\ R_\lambda = \frac{d}{\lambda} = 6.7\cdot 10^{-6}\,(\mathrm{Km}^2)/\mathrm{W},\ \Delta T_3 \ = \ 0.4\,\mathrm{mK},$$

$$\bullet\ R_{K2} = \frac{\Delta T_2}{q} = a_{\mathrm{Ni}} T_S^{-n_{\mathrm{Ni}}} = 0.002958\,(\mathrm{K}\cdot\mathrm{m}^2)/\mathrm{W},$$

$$\Delta T_2 = 57\,\mathrm{mK}.$$

Это дает температуру гелия в камере конвертера $T_S = 1.074\,\mathrm{K}$ — существенно ниже, чем в предыдущем случае. При использовании меди тепловое сопротивление самой стенки фактически отсутствует из-за высокой теплопроводности меди, равной $\lambda > 50\,\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-1}\cdot\mathrm{K}^{-1}$. На первый план в этом случае выходит сопротивление Капицы, но даже оно не превосходит полученного сопротивления стенки из нержавеющей стали.

Стоит также отметить, что полученные сопротивления Капицы для стали и никеля, нанесенного на сталь, близки и при параметрах $q = 20\,\mathrm{W/m}^2$ и $T = 1.1\,\mathrm{K}$ имеют значения ΔT, равные 84 и 107 mK. Никель, нанесенный на медь, в тех же условиях показывает значение 39 mK, а вот в случае меди скачок Капицы принимает существенно более низкие значения — 13 mK.

Интерпретировать данные результаты нужно в первую очередь с точки зрения потерь УХН. Потери нейтронов при нагреве в сверхтекучем гелии $\tau_{4_{\mathrm{He}}}^{-1} = 7.6\cdot 10^{-3}\,\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{K}^{-7}\cdot T_{\mathrm{He}}^7$ будут равны $\tau_{4_{\mathrm{He}}}^{-1} = 56.2\,\mathrm{ms}^{-1}$ в случае стального теплообменника и $\tau_{4_{\mathrm{He}}}^{-1} = 12.5\,\mathrm{ms}^{-1}$ в случае медного. С учетом $\tau_w^{-1} = 9.4\,\mathrm{ms}^{-1}$, $\tau_n^{-1} = 1.1\,\mathrm{ms}^{-1}$ и $\tau_a^{-1} = 0.6\,\mathrm{ms}^{-1}$, время хранения τ_k будет равно 14.9 и 42.4 s для стального и медного теплообменника соответственно.

Оценим, наконец, плотности УХН, которые можно получить в камере конвертера. При $P_{\mathrm{UCN}} = 100\,\mathrm{cm}^{-3}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ плотность УХН в камере источника можно оценить как:

- $\rho_{\mathrm{UCN}} = 1490\,\mathrm{cm}^{-3}$ для стального теплообменника при $T_{4\mathrm{He}} = 1.331\,\mathrm{K}$;
- $\rho_{\mathrm{UCN}} = 4240\,\mathrm{cm}^{-3}$ для медного теплообменника при $T_{4\mathrm{He}} = 1.074\,\mathrm{K}$.

Отметим здесь, что ключевым параметром для источника является плотность УХН именно в экспериментальной установке. Она, конечно, зависит от изначальной плотности УХН в камере конвертера, но при этом существенное влияние будет оказывать проводимость нейтроноводной системы. Расчеты и оптимизация нейтроноводной системы будет проводиться с использованием специально разработанной для этого программы методом Монте–Карло [29,30]. Результаты этой оптимизации будут опубликованы в дальнейших работах по источнику УХН для РК ПИК.

Заключение

Основной вклад в потерю УХН в камере конвертера дает нагрев от сверхтекучего гелия, и его температура является ключевым параметром нашего источника. Получение рабочих температур в камере конвертера будет осуществляться при помощи теплообменника, хладагентом в котором является гелий при температуре 1 K. При температурах существенно ниже λ-точки теплопроводность материала теплообменника и значение скачка Капицы будут оказывать существенное влияние на температуру в камере конвертера. В работе было изучено влияние сопротивления Капицы и теплопроводности материала теплообменника на температуру гелия в камере конвертера УХН. Полученные результаты по комплексным термическим сопротивлениям являются частью исследования для решения именно нашей задачи в реально изготавливаемом источнике УХН с

конкретными материалами и способами обработки их поверхностей.

При использовании теплообменника из нержавеющей стали 12Х18Н10Т температура гелия в камере конвертера установится на уровне $T_{4\mathrm{He}} = 1.331\,\mathrm{K}$, что даст плотность УХН в камере конвертера $\rho_{\mathrm{UCN}} = 1490\,\mathrm{cm}^{-3}$.

Улучшить теплопередачу можно, использовав другие материалы для изготовления стенки теплообменника, например, медь. При этом температура гелия в камере конвертера составит $T_{4\mathrm{He}} = 1.074\,\mathrm{K}$, а плотность УХН увеличится до $\rho_{\mathrm{UCN}} = 4240\,\mathrm{cm}^{-3}$, однако замена материала стенки теплообменника приведет к необходимости стыковки медных и стальных элементов конструкции, которые могут дать течь при криогенных температурах в условиях радиации. В связи с этим в конструкции были использованы решения, которые не дают максимально возможную плотность УХН, но при этом существенно повышают надежность установки в рабочих условиях. В будущем, при освоении и подтверждении надежности решений для вышеупомянутых вопросов, конструкция источника УХН будет подвергаться модернизации с целью увеличения плотности УХН в экспериментальных установках.

В целом была подтверждена работоспособность выбранной конструкции и материала теплообменника источника УХН на основе сверхтекучего гелия для РК ПИК. Работы по изготовлению и монтажу гелиевого модуля источника УХН в соответствии с результатами работы будут завершены в 2025 г.

Финансирование работы

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда, грант № 23-72-10007, https://rscf.ru/project/23-72-10007/.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] А.П. Серебров, В.А. Лямкин, А.К. Фомин, М.С. Онегин. ЖТФ, **92** (6), 899 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.06.52522.21-22 [A.P. Serebrov, V.A. Lyamkin, A.K. Fomin, M.S. Onegin. Tech. Phys., **67** (6), 763 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.06.54425.21-22]

[2] А.К. Фомин, А.П. Серебров. ЖТФ, **92** (2), 327 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.02.52025.261-21 [A.K. Fomin, A.P. Serebrov. Tech. Phys., **67** (6), 259 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.02.52959.261-21]

[3] V.A. Lyamkin, A.P. Serebrov, D.V. Prudnikov, A.O. Koptyuhov, A.V. Sirotin, G.O. Borodinov, A.A. Nedolyak, P.A. Khazov. Particles Nuclei, Lett., **22** (2), 178 (2025).

[4] K.K.H. Leung, S. Ivanov, F.M. Piegsa, M. Simson, O. Zimmer. Phys. Rev. C, **93** (2), 025501 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevC.93.025501

[5] F.M. Piegsa, M. Fertl, S.N. Ivanov, M. Kreuz, K.K.H. Leung, P. Schmidt-Wellenburg, T. Soldner, O. Zimmer. Phys. Rev. C, **90** (1), 015501 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevC.90.015501

[6] H. Yoshiki, K. Sakai, M. Ogura, T. Kawai, Y. Masuda, T. Nakajima, T. Takayama, S. Tanaka, A. Yamaguchi. Phys. Rev. Lett., **68** (9), 1323 (1992). DOI: 10.1103/PhysRevLett.68.1323

[7] C.A. Baker, S.N. Balashov, J. Butterworth, P. Geltenbort, K. Green, P.G. Harris, M.G.D. van der Grinten, P.S. Iaydjiev, S.N. Ivanov, J.M. Pendlebury, D.B. Shiers, M.A.H. Tucker, H. Yoshiki. Phys. Lett. A, **308** (1), 67 (2003). DOI: 10.1016/S0375-9601(02)01773-5

[8] S.W. Van Sciver. *Helium cryogenics* (Springer, NY., 2012), DOI: 10.1007/978-1-4419-9979-5

[9] П.Л. Капица. ЖЭТФ, **11** (6), 58 (1941).

[10] D.M. Lee, H.A. Fairbank. Phys. Rev., **116** (6), 1359 (1959). DOI: 10.1103/PhysRev.116.1359

[11] A.C. Anderson, J.I. Connolly, J.C. Wheatley. Phys. Rev., **135** (4A), A910 (1964). DOI: 10.1103/PhysRev.135.A910

[12] I.M. Khalatnikov. ЖЭТФ, **22**, 687 (1952).

[13] W.A. Little. Can. J. Phys., **37** (3), 334 (1959). DOI: 10.1139/p59-037

[14] E.T. Swartz, R.O. Pohl. Rev. Mod. Phys., **61** (3), 605 (1989). DOI: 10.1103/RevModPhys.61.605

[15] G.L. Pollack. Rev. Mod. Phys., **41** (1), 48 (1969). DOI: 10.1103/RevModPhys.41.48

[16] L.J. Challis, K. Dransfeld, J. Wilks. Proc. Roy. Soc. (London) A, **260** (1300), 31 (1961). DOI: 10.1098/rspa.1961.0011

[17] C. Monachon, L. Weber, C. Dames. Annual Rev. Mater. Res., **46** (1), 433 (2016). DOI: 10.1146/annurev-matsci-070115-031719

[18] N.S. Snyder. Cryogenics, **10** (2), 89 (1970). DOI: 10.1016/ 0011-2275(70)90077-9

[19] J. Amrit, M.X. Francois. J. Low Temperature Phys., **119** (1/2), 27 (2000). DOI: 10.1023/A:1004604401306

[20] J.G. Hust, A.B. Lankford. *Thermal conductivity of aluminum, copper, iron, and tungsten for temperatures from 1 K to the melting point* (National Bureau of Standards, Boulder, 1984)

[21] S. Kawasaki, T. Okamura. EPJ Web Conf., **219**, 10001 (2019). DOI: 10.1051/epjconf/201921910001

[22] R.C. Johnson, W.A. Little. Phys Rev., **130** (2), 596 (1963). DOI: 10.1103/PhysRev.130.596

[23] M.F. Whelan. Автореф. канд. дисс. (Norwich, Univ. of East Anglia, 1969)

[24] J.S. Goodling, R.K. Irey. In: *Advances in Cryogenic Engineering: Proceedings of the 1968 Cryogenic Engineering Conference Case Western Reserve University Cleveland* Ohio August 19–21, 1968, ed. by K.D. Timmerhaus (Springer US, Boston, 1969), DOI: 10.1007/978-1-4757-0549-2_19

[25] L.J. Challis. Proc. Phys. Soc., **80** (3), 759 (1962). DOI: 10.1088/0370-1328/80/3/320

[26] W.Y. Kuang. ЖЭТФ, **42** (4), 921 (1962). [W.Y. Kuang. Soviet Phys-JETP, **15** (4), 635 (1962).]

[27] К.Н. Зиновьева. ЖЭТФ, **25** (2), 235 (1953).

[28] D. White, O.O. Gonzales. H.L. Johnston. Phys. Rev., **89** (3), 593 (1953). DOI: 10.1103/PhysRev.89.593

[29] А.П. Серебров, А.К. Фомин. ЖТФ, **85** (8), 136 (2015). [A.P. Serebrov, A.K. Fomin. Tech. Phys., **60** (8), 1238 (2015). DOI: 10.1134/S106378421508023X]

[30] А.П. Серебров, А.К. Фомин, М.С. Онегин, А.Г. Харитонов, Д.В. Прудников, В.А. Лямкин, С.А. Иванов. Письма в ЖТФ, **40** (1), 24 (2014). [A.P. Serebrov, A.K. Fomin, M.S. Onegin, A.G. Kharitonov, D.V. Prudnikov, V.A. Lyamkin, S.A. Ivanov. Tech. Phys. Lett., **40**, 10 (2014). DOI: 10.1134/S1063785014010118