

УДК 537.322;537.312.62

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ПОЛОМ СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ ЦИЛИНДРЕ

А. М. Герасимов, А. И. Головашкин, О. М. Иваненко, К. В. Мицен

Разработана методика измерений термоэлектрического эффекта в образце с новым типом геометрии – полым биметаллическом сверхпроводящем цилиндре. Указанная методика позволяет проводить измерения термоэффекта при значительных температурных градиентах на образце ($\Delta T \sim 1$ К). Создана экспериментальная установка и проведены измерения термоэффекта на паре сверхпроводников Pb – сплав Pb-In.

Термоэлектрические эффекты в сверхпроводниках привлекли к себе внимание более 50 лет назад. Тогда впервые было показано [1], что термоэлектрический эффект равен нулю только в однородном изотропном сверхпроводнике. При наличии в сверхпроводнике макронеоднородности или анизотропии такой эффект может быть отличен от нуля. В качестве реальных сверхпроводящих систем, где можно наблюдать термоэффекты, обычно рассматривают различные типы замкнутых контуров из двух различных сверхпроводников [2]. При этом вопрос о величине эффекта в различных системах и его температурной зависимости до сих пор остается открытым.

Для замкнутого контура из двух сверхпроводников величину термоэффекта можно характеризовать магнитным потоком в кольце Φ_T , возникающим при наличии разности температур между двумя саями. Эксперименты, проведенные с образцами различных конфигураций, привели к сильно различающимся результатам. Так величины потоков Φ_T , наблюдавшихся в сложном контуре Pb-Sn типа биметаллического кольца [3] и в тороиде Pb-In [4, 5] отличались на фактор $A = 10^3 \cdot (1 - T/T_c)^{-1/2}$, причем эффект в тороиде был большим. Вблизи T_c этот фактор мог достигать на эксперименте порядка 10^5 . В то же время в работе [6] предсказывается значительно меньшая величина Φ_T , чем наблюдавшаяся в [4].

Следует также отметить, что до сих пор отсутствует экспериментальная проверка гипотезы возникновения квантованных уровней в сверхпроводящей системе с током. Теоретическое рассмотрение термоэлектрических эффектов в одной из таких систем – полых сверхпроводящих цилиндрах было недавно выполнено в работе [7]. В основе этой теории лежит гипотеза [8, 9] о возможности объяснения термоэлектрических эффектов в такой системе на основе рассмотрения ее переходов с одного магнитного квантового уровня на другой. Вышесказанное объясняет интерес к измерениям термоэлектрического эффекта в сверхпроводящих системах с различной геометрией, в частности в полых цилиндрах. Для этих исследований нами была разработана соответствующая методика и собрана экспериментальная установка, описание которых представлено в настоящей работе.

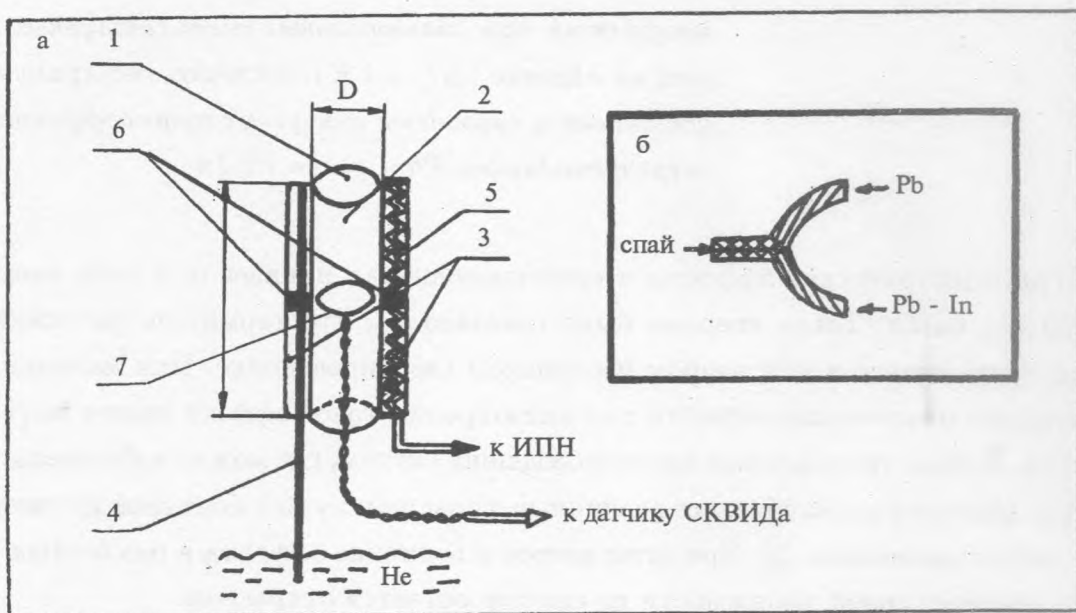


Рис. 1. а – схема образца: 1 – свинцовый полуцилиндр, 2 – полуцилиндр из сплава Pb-In, 3 – спай, 4 – теплопровод, 5 – нагреватель, 6 – термометры, 7 – трансформатор потока (находится внутри цилиндра); б – конструкция спая.

Термоэлектрический эффект в полых цилиндрах, состоящих из двух сверхпроводников 1-го рода, проявляется в виде термоиницированного магнитного потока Φ_T , возникающего в отверстии цилиндра при наличии разности температур двух спаев.

Таким образом, измерение термоэлектрического эффекта сводится к измерению этого потока Φ_T .

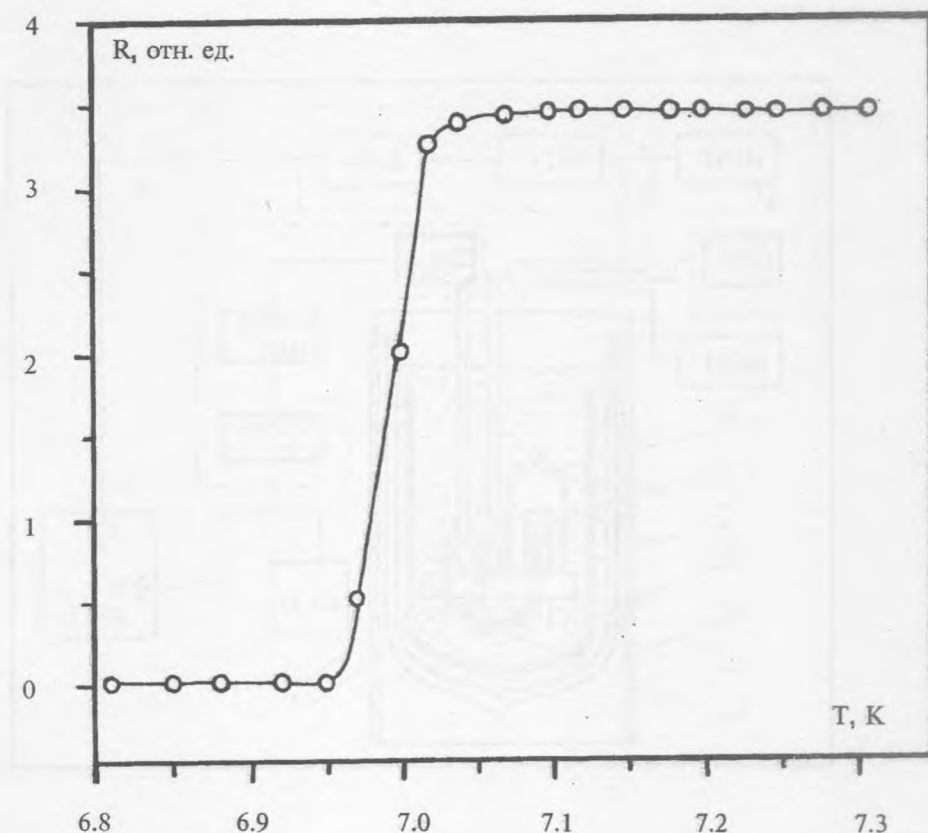


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления образца сплава $Pb_{0,4}In_{0,6}$.

В качестве образца был использован цилиндр диаметром $D = 8$ мм и высотой $h = 23$ мм с толщиной стенок $d = 0,2$ мм, изготовленный из двух полуцилиндров (рис. 1). Один полуцилиндр был изготовлен из Pb , второй – из сверхпроводящего сплава $Pb_{0,4}In_{0,6}$. Этот сплав был выбран потому, что из сверхпроводников 1-го рода, имеющих температуру перехода выше $4,2$ К, сплавы Pb_xIn_y являются одними из наиболее технологичных, а именно такой состав (40% Pb и 60% In) имеет температуру перехода, максимально отличающуюся от T_c свинца ($7,2$ К). Данный сплав был приготовлен путем совместного расплавления Pb и In и их последующей закалки. Магнитные измерения сверхпроводящего перехода в образце этого сплава показали, что он имеет $T_c = 6,7 \pm 0,1$ К, причем ширина перехода $\Delta T_c < 0,1$ К. Результаты измерения сверхпроводящего перехода по сопротивлению приведены на рис. 2. Использование дан-

ной пары сверхпроводников сделало возможным проведение измерений при температуре $T > 4,2 K$, т.е. не требовалась откачка паров гелия, что позволило существенно упростить проведение измерений и исключить температурную нестабильность, связанную с перепадами давления.

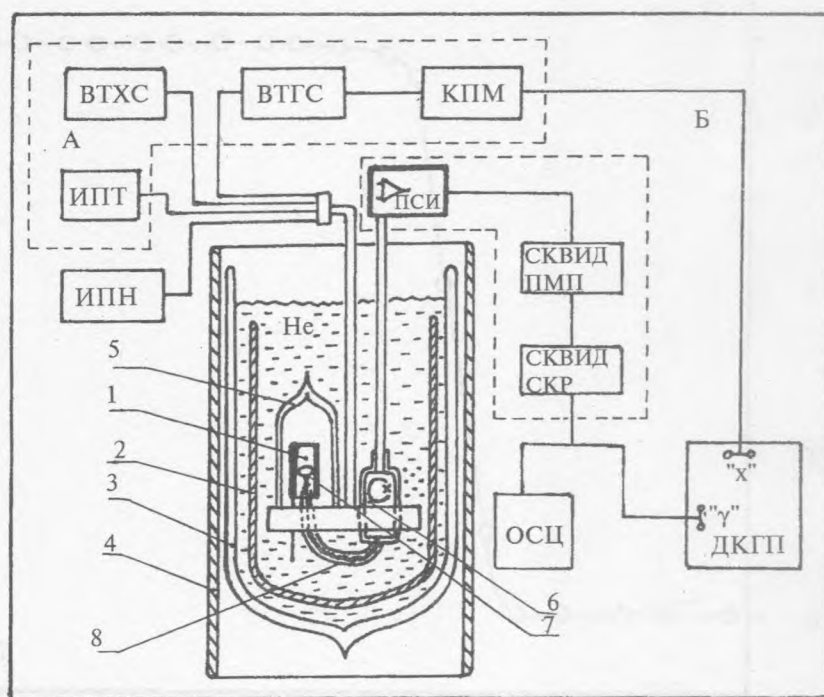


Рис. 3. Схема установки: А – термометрический блок; Б – блок СКВИД-электроники; 1 – образец, 2 – свинцовый экран, 3 – криостат, 4 – пермаллоевый экран, 5 – перевернутый дьюар, 6 – датчик СКВИДа, 7 – трансформатор потока, 8 – алюминиево-медный экран; ИПН – источник питания нагревателя, ИПТ – источник питания термометров ТСКУ – 21, ВТХС – вольтметр измерения сигнала с термометра холодного спая, ВТГС – вольтметр измерения сигнала с термометра горячего спая, КПМ – компенсирующий потенциометр РЗБЗ-3, ДКГП – двухкоординатный графопостроитель, ОСЦ – осциллограф на выходе СКВИДа, ПСИ – предусилитель СКВИДа, СКВИД ПМП – преобразователь магнитного потока, СКВИД СКР – счетчик квантов и блок частотных фильтров.

Термоэлектрические спаи представляли собой биметаллические полоски на границе двух полуцилиндров, перпендикулярные поверхности цилиндра (см. рис. 1б), что позволяло монтировать на них различные устройства. Температурный градиент на образце создавался с помощью нагревателя, расположенного по всей длине спая. К другому спаю

был прикреплен медный хладопровод, уходящий в гелиевую ванну. Это позволило создавать на образце градиент $\Delta T \approx 0,9 \text{ K}$, что более чем на порядок превышает градиенты температуры, которые использовались в работах [3, 4]. Столь большой градиент позволил практически исключить зависимость термоэффекта от ΔT , весьма сильную при малых ΔT [6], и от температуры холодного спая T_2 . Это особенно важно при приближении температуры горячего спая T_1 к температуре сверхпроводящего перехода сплава $Pb-In$ T_{c1} (т.к. $T_{c1} < T_{c2} = 7,2 \text{ K}$). Таким образом, в этой методике практически определяющей является только температура T_1 , близкая к T_{c1} .

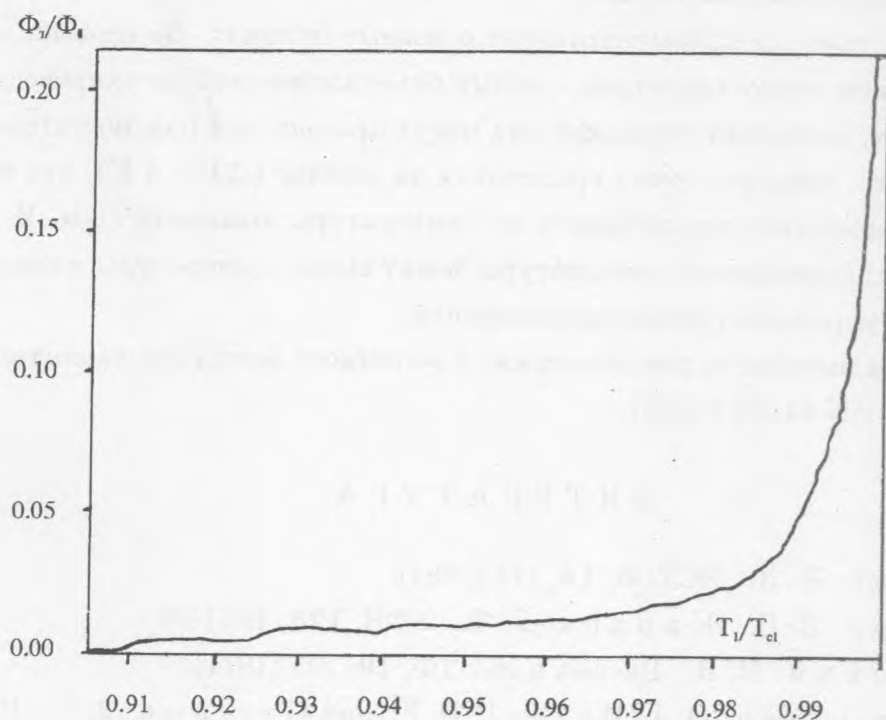


Рис. 4. Температурная зависимость термоиницированного магнитного потока Φ_T .

Измерение температуры осуществлялось приклеенными к спаям термометрами ТСКУ-21. Точность измерения температуры при этом составляла $\delta T = 0,01 \text{ K}$. Для достижения этого термометр был специально проградуирован с учетом производной dR/dT , где R – сопротивление термометра.

Измерение термоиницированного магнитного потока Φ_T проводилось с использованием ниобиевого ВЧ-СКВИДа, изготовленного в ИФТП ОИЯИ (г. Дубна). С этой

целью в образец вводился трансформатор потока с площадью петли, практически равной площади поперечного сечения полости цилиндра. С целью уменьшения воздействия шумов датчик СКВИДа и трансформатор потока тщательно экранировались. Полная схема установки приведена на рис. 3, схема расположения датчиков на образце – на рис. 1. Использование СКВИД-техники позволило регистрировать магнитные поля с точностью лучше, чем $0,01 \Phi_0$, где Φ_0 – квант магнитного потока.

На рис. 4 приведена зависимость термоиницированного магнитного потока Φ_T от приведенной температуры горячего спая T_1 , полученная в результате измерений, выполненных по вышеописанной методике.

В заключение еще раз сформулируем ее основные отличия. Во-первых, использован образец с новым типом геометрии – полый биметаллический сверхпроводящий цилиндр. Во-вторых, измерения термоэффекта могут проводиться при значительно больших, нежели ранее, температурных градиентах на образце ($\Delta T \sim 1 K$), что позволяет пренебречь зависимостью термоэффекта от температуры холодного спая. И, наконец, требуемые в ходе эксперимента температуры лежат выше температуры жидкого гелия, что значительно упрощает проведение измерений.

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 94-02-05306).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Гинзбург В. Л. ЖЭТФ, **14**, 177 (1994).
- [2] Гинзбург В. Л., Жарков Г. Ф. УФН, **125**, 19 (1978).
- [3] Заварицкий Н. В. Письма в ЖЭТФ, **19**, 205 (1974).
- [4] Van Harlingen D. J., Heidele D. F., and Garland J. C. Phys. Rev., **B**, **21**, 5, (1980).
- [5] Van Harlingen D. J. Physica, **109-110 B**, 1710 (1982).
- [6] Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Козуб В. И. ЖЭТФ, **66**, 1387 (1974).
- [7] Ginzburg V. L., Zharkov G. F. J. Low Temp. Phys., **92**, 25 (1993).
- [8] Арутюнян Р. М., Жарков Г. Ф. ЖЭТФ, **83**, 1115 (1982).
- [9] Ginzburg V. L., Zharkov G. F., and Sobjanin A. A. J. Low Temp. Phys., **56**, 195 (1984).

Поступила в редакцию 7 июля 1995 г.