

Физическая аппаратура

УДК 621.362.1

Моделирование предельных возможностей низкотемпературного охлаждающего термоэлемента

О. И. Марков

Орловский государственный университет, г. Орел, Россия

Проведено компьютерное моделирование низкотемпературного термоэлемента в режиме максимального перепада температуры. В расчете использованы экспериментальные данные лучших низкотемпературных термоэлектриков. Выявлены предельные возможности термоэлектрического охлаждения в интервале температур 50—90 К.

Введение

Растущему интересу к созданию низкотемпературных (ниже 120 К) термоэлектрических охлаждающих устройств препятствует то, что термоэлектрическая добротность большинства термоэлектриков с понижением температуры резко падает. Исключение составляют твердые растворы висмут—сурьма в полупроводниковой области, которые известны как наиболее эффективные низкотемпературные термоэлектрики. Обычно эти сплавы рассматриваются в качестве термоэлектрических материалов при температурах выше точки кипения азота. Однако в настоящее время представляет интерес исследование возможности термоэлектрического охлаждения в области вблизи и ниже температуры кипения азота. С этой целью в данной работе проведены расчеты максимального перепада температуры в термоэлементе с использованием экспериментальных данных по кинетическим эффектам, позволяющие выявить предельные возможности низкотемпературного термоэлектрического охлаждения при низких температурах с применением твердых растворов $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$.

Постановка задачи

Известно, что высокой термоэлектрической эффективностью в области низких температур обладают только сплавы висмут—сурьма n -типа. Поскольку не существует достойной по уровню эффективности низкотемпературной ветви p -типа, в работе [1] предлагается использовать в качестве второй ветви термоэлектрически пассивную, в частности, из высокотемпературного сверхпроводника.

Авторами работы [1] было проведено экспериментальное исследование предельных возможностей термоэлектрического охлаждения при температуре жидкого азота с использованием в качестве

пассивной ветви высокотемпературного висмут-ового сверхпроводника $\text{BiSrCaCu}_2\text{O}_x$. Длина пассивной ветви составляла 12 мм, однако непонятно, почему авторами была выбрана именно эта длина. Поэтому следовало выяснить, насколько удачен был выбор этой длины и рассчитать зависимость перепада температур от длины пассивной ветви, что позволило бы выбрать оптимальную длину сверхпроводящей ветви, т. е. выявить действительные предельные возможности термоэлемента.

Согласно общепринятому подходу, для характеристики эффективности термоэлемента используется параметр термоэлектрической добротности

$$Z = \frac{\alpha_p - \alpha_n^2}{\sqrt{\chi_p \rho_p} + \sqrt{\chi_n \rho_n}}, \quad (1)$$

где α_i , ρ_i , χ_i — термоЭДС, удельное сопротивление и удельная теплопроводность материалов n - и p -ветвей, соответственно.

Однако следует отметить, что параметр Z в случае с пассивной сверхпроводниковой ветвью, определяемой формулой (1), уже не может охарактеризовать добротность термоэлемента, так как при $\alpha_n = \rho_n = 0$ термоэлектрическая добротность термопары (1) сводится к добротности только одной активной ветви. В то же время очевидна ошибочность такого заключения, так как теплопроводность сверхпроводника также должна влиять на максимальный перепад температур, а следовательно, вносить вклад в величину параметра термоэлектрической добротности термоэлемента. Поэтому воспользоваться параметром (1) для оценки эффективности термоэлемента с пассивной ветвью не представляется возможным. Кроме того, термоэлектрическая эффективность сплавов висмут—

сурьма в области температуры кипения азота сильно зависит от температуры, и усреднение параметров по рабочему температурному интервалу согласно стандартной методике приводит к значительным погрешностям в расчете максимального перепада температуры. Авторы работы [1] использовали экспериментальные данные измерений термоэлектрических свойств в области выше температуры кипения азота, а это недостаточно для расчета параметров термоэлемента при использовании усредняющих процедур.

По этой причине для точного описания тепловых процессов в ветви термоэлемента следует пользоваться подходом, основанном на решении граничной задачи для стационарной теплопроводности для ветвей термоэлемента [2]. Температурное поле одномерной адиабатически изолированной ветви термоэлемента в установившемся режиме с учетом эффекта Томсона описывается стационарным уравнением теплопроводности

$$\frac{d}{d\xi} \left(\chi_n T \frac{dT}{d\xi} \right) + Y_n^2 \rho_n T - Y_n T \frac{d\alpha_n T}{dT} \frac{dT}{d\xi} = 0 \quad (2)$$

с граничными условиями

$$\chi_n T \frac{dT}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = \alpha_n T_0 - Y_n T_0 - q_n, \quad T \Big|_{\xi=1} = T_{hot}, \quad (3)$$

где $\alpha_n T$, $\rho_n T$, $\chi_n T$ — термоЭДС, удельное сопротивление и удельная теплопроводность n -ветви как функции температуры, соответственно;

$\xi = x/l_n$ — безразмерная переменная;

T_0 и T_{hot} — температура холодного и горячего концов ветви, соответственно;

$Y_n = J_n/S_n$ — параметр, который условно можно назвать "удельным" током;

$q_n = Ql_n/S_n$ — "удельный" тепловой поток;

J — сила тока;

Q — тепловой поток через пассивную ветвь;

l_n — длина ветви;

S_n — сечение ветви.

Для решения граничной задачи использовались результаты температурных измерений кинетических коэффициентов монокристаллов сплавов $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ в интервале температур 4—300 К [3]. Экспериментальные зависимости термоЭДС, удельного сопротивления и теплопроводности от температуры в направлении тригональной оси аппроксимировались степенными многочленами.

В пассивной ветви из сверхпроводника отсутствует выделение теплоты Джоуля и тогда, пре-

небрегая величиной его термоЭДС, граничная задача будет выглядеть так:

$$\chi_s T \frac{dT}{d\xi} = q_n \frac{j_c l_s}{Y_n}; \quad (4)$$

$$T \Big|_{\xi=0} = T_0, \quad T \Big|_{\xi=1} = T_{hot}, \quad (5)$$

где $\chi_s(T)$ — удельная теплопроводность сверхпроводника;

$\xi = x/l_s$ — безразмерная переменная;

j_c — плотность критического тока сверхпроводника;

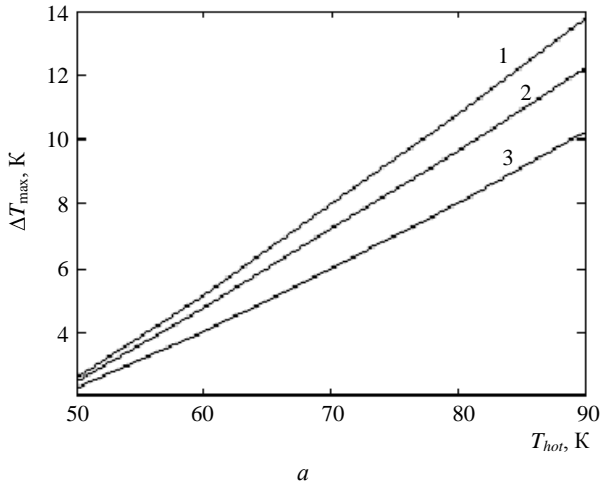
l_s — длина сверхпроводника.

Температурная зависимость удельной теплопроводности сверхпроводника $\text{BiSrCaCu}_2\text{O}_x$, приведенная в работе [4], также была аппроксимирована степенным многочленом.

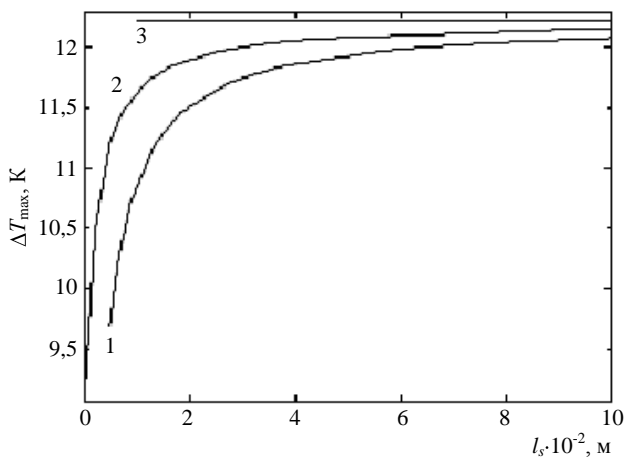
Компьютерное моделирование

Граничные задачи (2)—(5) решались численными методами. Термоэлемент рассчитывался в режиме максимального температурного перепада. Оптимизация максимального перепада температуры термоэлемента проводилась по величине Y_n . Для сравнения проведен расчет с той же n -ветвью $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ и лучшей на сегодня низкотемпературной p -ветвью [5] (твердый раствор $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_{2,91}\text{Se}_{0,09}$). Так как предельное сечение сверхпроводниковой ветви определяется критической плотностью тока ($j_c = 120 \text{ А/см}^2$), то ее тепловое сопротивление определяется только ее длиной, и поэтому максимальный перепад температур зависит от ее длины. Результаты представлены на рисунке, а, б. На рисунке, а приведены кривые зависимости максимального перепада от температуры горячего спая термоэлемента с пассивной ветвью из сверхпроводника бесконечной длины (кривая 1), сверхпроводника длиной 1 см (кривая 2) и p -ветвью из $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_{2,91}\text{Se}_{0,09}$ (кривая 3). Очевидно, что использование пассивной ветви в виде сверхпроводника бесконечной длины дает возможность существенно повысить максимальный перепад температуры по сравнению с лучшей активной ветвью p -типа. На рисунке, б приведен максимальный перепад температур термоэлемента в зависимости от длины сверхпроводника: для ветви из сверхпроводника 1. Прямая линия 3 соответствует термоэлементу с бесконечно длинной сверхпроводниковой ветвью и является асимптотой. Как видно из рисунка, б, используя пассивную ветвь длиной 12 мм, авторы "потеряли" более 10 % от максимально возможного перепада температур. Для того чтобы разность не превыша-

ла 1 % максимального перепада, длина ветви должна быть не менее 6 см при данной критической плотности тока в сверхпроводнике. Поскольку выгодна большая длина последнего, то пассивную ветвь можно выполнить в виде соленоида, в поле которого будет находиться ветвь из сплава висмут—сурьма, эффективность которой существенно возрастает в магнитном поле.



a



б

Зависимость максимального перепада температуры термоэлемента:

a — от температуры горячего спая; 1—3 — термоэлементы с *n*-ветвью $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ и бесконечно длинной пассивной сверхпроводниковой ветвью; с сверхпроводниковой ветвью длиной 0,01 м, с *p*-ветвью из термоэлектрика $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_{2,91}\text{Se}_{0,09}$, соответственно; б — от длины сверхпроводника: 1 и 2 — термоэлементы с *n*-ветвью $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ и пассивной сверхпроводниковой ветвью; составной ветвью из сверхпроводника и термоэлектрика $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_{2,91}\text{Se}_{0,09}$, соответственно; 3 — предельный максимальный перепад температур с бесконечно длинной сверхпроводниковой ветвью

Можно предложить еще одну возможность повышения добротности термоэлемента, сделав пассивную ветвь составной, причем "низкотемпера-

турную" составляющую из сверхпроводника и "высокотемпературную" из термоэлектрика *p*-типа $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_{2,91}\text{Se}_{0,09}$. При этом для пассивной ветви решается следующая граничная задача:

- для "низкотемпературной" части ($0 \leq x \leq l_s$)

$$\chi_s T \frac{dT}{d\zeta} = q_n \frac{j_c l_s}{Y_n}; \tag{6}$$

$$T|_{\zeta=0} = T_0, T|_{\zeta=1} = T'_0, \tag{7}$$

где $\zeta = x/l_s$;

- для "высокотемпературной" части ($l_s \leq x \leq l_p + l_s$)

$$\frac{d}{d\eta} \left(\chi_p T \frac{dT}{d\eta} \right) + Y_p^2 \rho_p T - Y_p T \frac{d\alpha_p}{dT} T \frac{dT}{d\eta} = 0; \tag{8}$$

$$\chi_n T \frac{dT}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = \alpha_p T_0 Y_p T'_0 - q_n \frac{Y_p}{Y_n}, \tag{9}$$

$$T|_{\eta=1} = T_{hot},$$

где $\eta = x - l_s / l_p$ — безразмерная переменная;

T'_0 — температура границы между сверхпроводником и термоэлектриком *p*-типа;

Y_p — "удельный" ток *p*-ветви;

l_p — длина активного участка *p*-типа;

S_p — сечение активного участка *p*-типа.

Оптимизация максимального перепада температур термоэлемента с составной ветвью проводилась по "удельным" токам Y_p, Y_n . Результаты численного решения граничных задач (2), (3), (6)—(9) термоэлемента с составной ветвью представлены на рисунке, б (кривая 2). Как видно из графика, максимальный перепад температур термоэлемента с составной ветвью в зависимости от длины сверхпроводника возрастает быстрее, чем в случае сверхпроводниковой ветви, что связано как с появлением дополнительного небольшого поглощения теплоты Пельтье на границе сверхпроводника и термоэлектрика *p*-типа, так и с тем, что последовательное включение теплового сопротивления из термоэлектрика *p*-типа позволяет уменьшить длину сверхпроводника.

При длине сверхпроводящей вставки длиной 12 мм потери от максимально возможного перепада составят в случае составной ветви уже только 4,3 %. Перепад в 99 % от максимального будет достигнут при длине 3 см. Кроме того, такая составная ветвь позволяет сместить рабочий интервал температур термоэлектрика *p*-типа вверх по

шкале температур, где он более эффективен, подняв при этом температуру горячего спая термоэлемента почти на 13 К. Однако достичь этого режима прямым снижением температуры от температуры горячего спая 100 К нельзя. Для этого необходимо после достижения максимального перепада при первоначальной температуре горячего спая 87 К получить максимальный перепад температур, а затем повысить температуру горячего спая до 100 К, при этом температура T'_0 принимает значение 87 К, т. е. сверхпроводник будет находиться при температуре ниже критической.

Заключение

Подводя итоги численного моделирования низкотемпературного термоэлемента с пассивной ветвью, можно отметить, что использование в качестве пассивной ветви сверхпроводника более эффективно, чем применение самого лучшего термоэлектрика из известных низкотемпературных материалов p -типа, при этом пассивная ветвь из сверхпроводника должна быть, возможно, более длинной. В случае бесконечной длины она бу-

дет играть роль "теплового затвора" для холодного конца n -ветви, и эффективность термоэлемента будет равновелика добротности n -ветви. При критической плотности тока, характерной для рассматриваемого сверхпроводника, 99 % максимально возможного перепада может быть достигнуто при его длине не менее 60 мм. Длину сверхпроводящей вставки можно уменьшить вдвое путем использования в качестве пассивной — составной ветви термоэлемента (сверхпроводник—термоэлектрик).

Литература

1. Кузнецов В. Л., Ведерников М. В., Яндль П., Бирхгольц У. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. № 18. С. 75.
2. Марков О. И. // Там же. 2004. Т. 30. № 13. С. 7.
3. Бойко М. П. Особенности явлений переноса в чистых и легированных сплавах висмут—сурьма: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук.— Кишинев: ИПФ, 1986. — 184 с.
4. Кириченко Ю. А., Русанов К. В., Тюрина Е. Г. // Сверхпровод. хим. физ. тех. 1990. Т. 3. № 7. С. 1385.
5. Лукьянова Л. Н., Кутасов В. А., Попов В. В., Константинов П. П. // ФТТ. 2004. Т. 46. № 7. С. 1366.

Статья поступила в редакцию 10 октября 2007 г.

Modeling the limit of abilities of a low-temperature cooling thermoelement

O. I. Markov

Orel State University, Orel, Russia

Computer modelling of a low-temperature thermoelement in a mode of the maximal temperature drop has been conducted. In calculation experimental data of the best of low-temperature thermoelectrics are used. The limits of thermoelectric cooling abilities in a temperature interval of 50—90 K have been revealed.

УДК 520.624

Цифровые отечественные ПЗС-камеры для оптических телескопов

В. В. Комаров

Специальная астрофизическая обсерватория РАН, пос. Нижний Архыз, Карачаево-Черкессия, Россия

А. В. Комаров

Московский государственный университет, Москва, Россия

Представлены результаты исследований последних отечественных разработок высокочувствительных черно-белых ПЗС-камер для оптических телескопов. На примере ПЗС-камеры SDU-259 (ООО "Спецтелетехника", Москва) показана возможность ее работы в качестве цифрового телеподсмотра гидов больших оптических телескопов. В CAO РАН создана модифицированная ПЗС-камера SDU-259C, оснащенная термоэлектрическим холо-