

## Литература

1. Hovenier J. W., Volten H., Munoz O., Van der Zande W. J., Waters L. B. F. M.// Journ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2003. V. 79—80. P. 741—745.
2. Burt V., Bronk et al.// Biophysical Journal. 1995. V. 69. P. 1170—1177.
3. Petrova E. V., Jockers K., Kiselev N. N.// Icarus. 2000. V. 148. P. 526—536.
4. Mishchenko M. I., Hovenier J. W., Travis L. D. Light Scattering by Nonspherical Particles. Theory, Measurements and Applications. — San Diego, Academic Press, 2000.
5. Kimura H.// Journ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2001. V. 70. P. 581—594.
6. Kozan M., Menguc M. P., Manickavasagam S., Saltiel C. Effect of particle shape irregularities on the angular profiles of scattering matrix elements// Proceedings of ASME-2000.
7. Muinonen K., Nousiainen T., Fast P., Lumme K., Peltoniemi J. I.// Journ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1996. V. 55. P. 577—601.
8. Thompson R. C., Bottiger J. R., Fry E. S.// Applied Optics. 1980. V. 19. № 8. P. 1323—1332.
9. Джеррард А., Бёрч Дж. М. Введение в матричную оптику. — М.: Мир, 1978.
10. Mishchenko M. I., Travis L. D., Mackowski D. W.// Journ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1996. V. 55. P. 535—575.
11. Yang P, Bo-Car Gao, Wiscombe W. J., Mishchenko M. I. et al.// Applied Optics. 2002. V. 41. № 15. P. 2740—2759.
12. Mishchenko M. I., Travis L. D.// Light scattering from microstructures/ Под. ред. Moreno F., Gonzales F. — Springer, 2000.

Статья поступила в редакцию 5 июля 2004 г.

## Experimental studies of organic powders scattering matrix by laser polarimeter on the wavelength of $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$

E. D. Protsenko, S. N. Chirikov, A. V. Shkirin  
Moscow Engineering Physics Institute (State University), Moscow, Russia

*Scattering matrix measurements of organic powders by laser polarimeter with operating wavelength  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  are presented. Scattering angular dependences of matrix elements for samples with different particle shape are obtained. The influence of particle size distribution on matrix elements is investigated. These experimental data can be used for development of organic compound detection and characterization instruments.*

УДК 621.362+537.323

## Расчет термоэлектрической добротности полупроводника для низкотемпературного охладителя

О. И. Марков  
Орловский государственный университет, г. Орел, Россия

*Рассчитана термоэлектрическая добротность термоэлектрика со слабо вырожденными носителями в зависимости от температуры, концентрации и эффективной массы носителей заряда. Рассмотрен полупроводник со стандартной зоной и рассеянием носителей на акустических фононах. Учитывается температурная зависимость теплопроводности кристаллической решетки.*

Вероятные применения термоэлектриков в охлаждающих устройствах определяются теми интервалами температуры, в которых они эксплуатируются. Это требует подбора материалов, обладающих наибольшей эффективностью в данных температурных условиях. Вследствие этого возникает необходимость в оптимизации свойств полупроводника в рабочем интервале температур. Возрастающий интерес к созданию низкотемпературных термоэлектрических охлаждающих устройств в значительной мере ограничен возможностями существующих термоэлектриков. Поэтому в первую очередь необходимо

знать условия достижения максимальной эффективности вещества. В настоящее время разработаны высокоэффективные термоэлектрики для рабочей области комнатных температур. Соответственно, возникает вопрос, как и в каком направлении следует изменить параметры термоэлектрика, чтобы достичь высоких значений термоэлектрической добротности в области низких температур. Несомненно, что эта задача в первую очередь технологическая, однако следует уточнить и основные закономерности, без учета которых невозможен поиск новых термоэлектриков.

Как известно [1], главным критерием возможностей термоэлектрика является коэффициент термоэлектрической добротности

$$Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi},$$

где  $\alpha$  — дифференциальная термоЭДС;

$\sigma$  — электропроводность;

$\chi$  — коэффициент теплопроводности.

Оценка величины  $Z$  в зависимости от температуры и концентрации носителей обычно делается при пренебрежении либо решеточной составляющей, либо электронной составляющей теплопроводности. В последнем случае для невырожденных носителей выражения для кинетических эффектов приобретают сравнительно простой аналитический вид и поэтому расчеты коэффициента термоэлектрической добротности проводятся практически до конца

$$Z = \text{const} \left( \frac{m^*}{m_0} \right)^{3/2} \frac{u}{\chi_{ph}} T^{3/2}, \quad (1)$$

где  $m^*$ ,  $u$ ,  $\chi_{ph}$  — эффективная масса плотности состояний, подвижность и теплопроводность кристаллической решетки, соответственно.

Из этого выражения видно, что понижение положения рабочего интервала на шкале температур приводит к уменьшению  $Z$ . Ослабить эту зависимость можно за счет роста подвижности носителей заряда с понижением температуры, снижения степенной зависимости решеточной теплопроводности от температуры. Хотя возможные вариации эффективной массы в полупроводнике крайне ограничены, представляет интерес общая зависимость  $Z$  от нее.

Применение выражения (1) для оценки эффективности термоэлектрика общепринято, однако при этом указывается [2], что термоэлектрически эффективные материалы должны быть слегка вырождены. Для слабо вырожденных носителей общие расчеты термоэлектрической добротности не проводились. Данная статья посвящена расчету и поиску возможной оптимизации параметра термоэлектрической добротности полупроводника с носителями одного типа для стандартной зоны и промежуточным вырождением. Задача по расчету  $Z$  решалась численными методами. Возможности современной вычислительной техники позволяют это сделать. При температуре жидкого азота и выше даже в сильно легированных полупроводниках преобладает рассеяние носителей заряда на колебаниях кристаллической решетки. Поэтому рассматривалось рассеяние носителей только на акустических фононах. Подвижность носителей заряда, теплопроводность решетки и параметр рассеяния принимались не зависящими от концентрации носителей тока.

Согласно формулам, приведенным в [3], вычисляются:

дифференциальная термоЭДС

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left( \frac{F_2(\eta)}{F_1(\eta)} - \eta \right); \quad (2)$$

подвижность носителей

$$u = \frac{e\tau_0(T)}{m^*} \frac{F_1(\eta)}{F_{3/2}(\eta)};$$

удельная электропроводность

$$\sigma = enu;$$

коэффициент теплопроводности

$$\chi = \chi_{ph} + L\sigma T;$$

число Лоренца

$$L = \left( \frac{k}{e} \right)^2 \left[ \frac{F_3(\eta)}{F_1(\eta)} - \left( \frac{F_2(\eta)}{F_1(\eta)} \right)^2 \right],$$

где  $F_i(\eta) = \int_0^\infty \left( -\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) x^i dx$  — однопараметрические интегралы Ферми;

$\eta$  — приведенная энергия Ферми.

При рассеянии на акустических фононах зависимость подвижности носителей от эффективной массы и температуры имеет вид [3]

$$u \sim m^{*-5/2} T^{-3/2},$$

если не учитывать более слабой зависимости от температуры отношения интегралов Ферми в (2) через приведенную энергию Ферми.

Для нахождения положения приведенной энергии Ферми использовалось выражение для концентрации носителей

$$n = \frac{8\pi}{3h^3} (2m^* kT)^{3/2} F_{3/2}(\eta).$$

Интервал вариации приведенного уровня Ферми  $\eta$  составлял 4–2,5. Для получения более реалистичной картины абсолютные значения термоЭДС, электропроводности, теплопроводности выбирались достаточно близкими к твердым растворам на основе соединения теллурида висмута  $n$ -типа с коэффициентом термоэлектрической добротности при 300 К, равной  $3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ . Предварительные расчеты показали, что для решеточной составляющей теплопроводности, зависящей от температуры в виде  $\text{const}/T$ , максимум термоэлектрической добротности практически не сдвигается в область низких температур с падением концентрации носителей (эти результаты здесь не приводятся). Очевидно, что для этого необходим более пологий ход в зависимости от температуры. Поэтому для получения

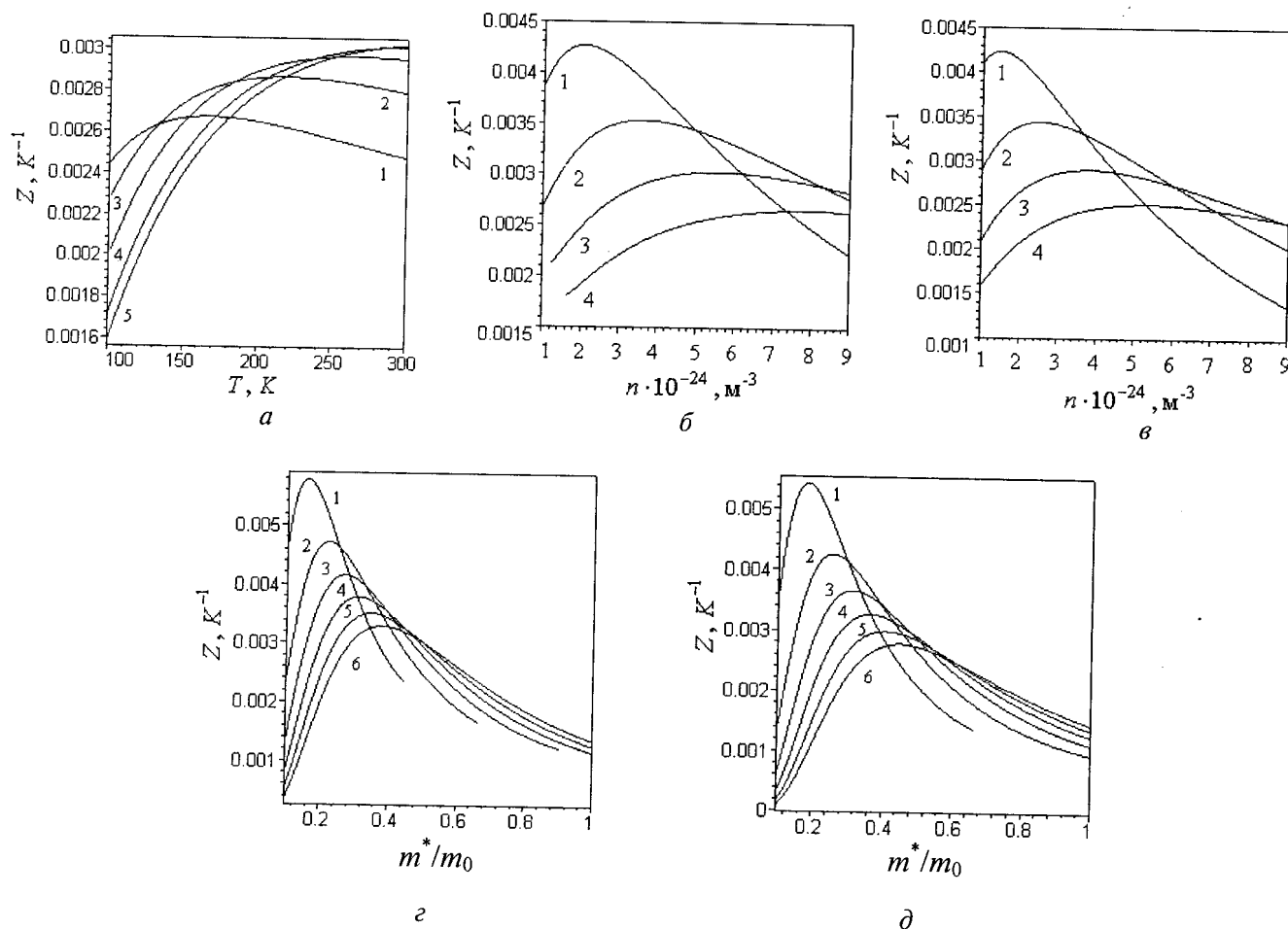
низкотемпературного эффективного термоэлектрика необходимо снизить степень зависимости решеточной теплопроводности от температуры. Технологически это достигается применением твердых растворов, что, как известно, позволило существенно повысить низкотемпературную термоэлектрическую эффективность на основе теллуридов висмута. Из сравнения расчетных значений кинетических коэффициентов с экспериментальными данными для указанных твердых растворов [4] была сделана оценка постоянной в температурной зависимости решеточной составляющей теплопроводности

$$\chi_{ph} = \frac{\text{const}}{\sqrt{T}}. \quad (3)$$

Результаты расчета термоэлектрической добротности отражены на рисунке а—д. На рисунке, а представлены кривые зависимостей с эффективной массой  $0,5m_0$ . Как видно, максимум кривой сдвигается в область низких температур с уменьшением концентрации носителей. Рисунок, б

представляет зависимость коэффициента термоэлектрической добротности от концентрации носителей заряда для небольших вариаций эффективной массы носителей при комнатной температуре, а рисунок, в — при 200 К.

В данном случае тоже имеет место максимум зависимости, который смещается с ростом массы в сторону больших концентраций, уменьшаясь по абсолютной величине. Очевидно, что положение максимума определяется увеличением электропроводности и уменьшением модуля термоЭДС при росте концентрации носителей заряда. Уменьшение  $Z$  при значениях концентрации больше оптимальной величины объясняется снижением модуля термоЭДС. При концентрациях, меньших оптимальной величины,  $Z$  снижается из-за уменьшения электропроводности. На рисунке, г показана зависимость коэффициента термоэлектрической добротности от величины эффективной массы для различных концентраций носителей при комнатной температуре, а на рисунке, д — при 200 К.



**Зависимость коэффициента термоэлектрической добротности:**

а — от температуры для различных концентраций носителей заряда (1 —  $2 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 2 —  $3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 3 —  $4 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 4 —  $5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 5 —  $6 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ); б — от концентрации носителей заряда при температуре 300 К для различных величин эффективной массы (1 —  $0,3m_0$ ; 2 —  $0,4m_0$ ; 3 —  $0,5m_0$ ; 4 —  $0,6m_0$ ); в — от концентрации носителей заряда при температуре 200 К для различных величин эффективной массы (1 —  $0,3m_0$ ; 2 —  $0,4m_0$ ; 3 —  $0,5m_0$ ; 4 —  $0,6m_0$ ); г — от величины эффективной массы при температуре 300 К для различных концентраций носителей заряда (1 —  $1 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 2 —  $2 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 3 —  $3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 4 —  $4 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 5 —  $5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 6 —  $6 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ); д — от величины эффективной массы при температуре 200 К для различных концентраций носителей заряда (1 —  $1 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 2 —  $2 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 3 —  $3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 4 —  $4 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 5 —  $5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ; 6 —  $6 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ )

Существование максимума обусловлено зависимостью подвижности носителей от эффективной массы и термоЭДС от эффективной массы. Положение максимумов термоэлектрической добротности определяется также величиной подвижности носителей заряда и константой в температурной зависимости решеточной составляющей теплопроводности (3).

Проведенное исследование некоторых общих закономерностей поведения коэффициента термоэлектрической добротности, учет которых важен для поиска эффективных низкотемпературных материалов, создает более полное представление о перспективах повышения добротности для полупроводника с одним типом слабо вырожденных носителей. Полученные графические зависимости коэффициента термоэлектри-

ческой добротности от температуры, концентрации и эффективной массы носителей заряда могут быть полезны при технологической разработке низкотемпературных термоэлектриков.

#### Литература

1. Иоффе А. Ф. Полупроводниковые термоэлементы. — М.—Л.: Изд-во АН СССР. 1960. С. 188.
2. Гольцман Б. М., Кудинов В. А., Смирнов И. А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ . — М.: Наука. 1972. С. 320.
3. Аскеров Б. М. Кинетические эффекты в полупроводниках. — Л.: Наука. 1970. С. 303.
4. Анатычук Л. И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства: Справочник. — Киев.: Наук. думка. 1979. С. 766.

Статья поступила в редакцию 16 марта 2004 г.

## Thermoelectric figure of merit semiconductor calculation for low temperature cooler

O. I. Markov

Oryol State University, Oryol, Russia

*The degenerate carrier thermoelectric figure of merit is calculated depending on the temperature, the concentration, and the effective mass of the charge carrier. The semiconductor with normal band and acoustic phonon carrier scattering is viewed, the lattice heat conductivity temperature dependence being taken into consideration.*

УДК 621.382.53

## Особенности механизмов гальванотермомангнитного охлаждения

В. Г. Охрем

Черновицкий национальный университет, г. Черновцы, Украина

Е. А. Охрем

Институт термоэлектричества НАН и МОН Украины, г. Черновцы, Украина

*Исследовано снижение температуры, достигаемое с помощью гальванотермомангнитных холодильных элементов продольного и поперечного типов с учетом зависимости термоЭДС от инверсии индукции магнитного поля (umkehr-эффект). Umkehr-эффект приводит к значительному ослаблению эффектов теплопроводности и Джоуля и увеличению перепада температуры.*

Гальванотермомангнитный (ГТМ) метод охлаждения характерен зависимостью рабочих характеристик холодильного элемента (ХЭ) от величины и направления индукции магнитного поля, что дает возможность ими управлять. Однако в известных выражениях для этих характеристик влияние зависимости термоЭДС от инверсии индукции магнитного поля (umkehr-эффект)

подробно исследовано только для случая слабых токов, что ограничивает указанные возможности. Поэтому выяснение особенностей механизмов ГТМ охлаждения в случае сильных токов является задачей актуальной.

Теория ГТМ охлаждения с помощью ХЭ Эттингсгаузена изложена в работах [1, 2], в которых представлены и исследования, связанные с