

УДК 681.382

*Гаджиалиев М.М., Пирмагомедов З.Ш., Эфендиева Т.Н.*

## ТЕРМОЭДС УЗКОЗОННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА n-InSb В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Gadjialiev M.M., Pirmagomedov Z.Sh., Efendieva T.N.*

## TEMPERATURE AND MAGNETIC FIELD DEPENDENCES OF THERMOELECTRIC POWER IN ELECTRONIC ANTIMONIDE INDIUM

*Экспериментально исследована термоэдс электронного антимолида индия с  $n=2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> в поперечном магнитном поле до 7 кОе в интервале температур от 4,8 до 120 К.*

*Найдено, что при температуре близкой к 56 К термоэдс не зависит от поля.*

**Ключевые слова:** магнитное поле, электронная доля термоэдс, антимолид индия, магнетотермоэдс, релаксация импульса электрона

*We have researched the thermoelectric power of electronic antimonide indium with  $n=2 \cdot 10^{14}$  cm<sup>-3</sup> in a transverse magnetic field up to 7 kOe in temperature intervals from 4.8 K to 120 K. The thermoelectric power is found to be independent from the energy field at the temperature close to 56 K.*

**Key words:** magnetic field, thermal emf electronic fraction, indium antimonide, magnet thermal emf, momentum relaxation.

Известно, что термоэдс (термоэлектродвижущая сила) складывается из двух компонентов  $\alpha = \alpha^e + \alpha^f$ , где  $\alpha^e$  - диффузионная (или электронная) доля,  $\alpha^f$  - фононная доля.  $\alpha^e$  - термоэдс обусловленная перемещением носителей тока от горячей части образца к холодной, а  $\alpha^f$  - термоэдс обязанная увлечению электронов фононами, движущимися от горячего торца образца к холодному.  $\alpha^f$  - возникает главным образом при температуре, при которой, согласно закону сохранения импульса, квазиимпульс фононов меньше квазиимпульса носителей тока, что обычно имеет место при низких температурах. В настоящей работе речь пойдет о термоэдс измеренной при температурах, при которых  $\alpha^f$  отсутствует.

Внесение полупроводника, в котором создан градиент температуры вдоль длины образца, в магнитное поле перпендикулярном градиенту температуры ( $\nabla T \perp H$ ) приводит не только к возникновению поперечного электрического поля  $E_y$ , но и изменению термоэдс. Знак изменения для электронных и дырочных полупроводников противоположен, кроме того для полупроводников с одним сортом носителей тока в зависимости от области температур имеет разные знаки. Последний связан с тем, что в разных областях температуры не одинаковые механизмы рассеяния.

Рассмотрим электронный полупроводник для качественного пояснения изменения знака термоэдс в слабом магнитном поле. Термоэдс в отсутствие магнитного поля определяется разностью компонент скоростей «быстрых» и «медленных» электронов

$V_{2x}(0) - V_{1x}(0)$ , вдоль градиента температуры. В магнитном поле эти компоненты изменяются, причем эти изменения зависят от угла поворота  $\phi$  линии движения электрона в поле, следовательно, от времени свободного пробега.

Если это время для «медленных» электронов больше, чем «быстрых», то

$$\frac{V_{1x}(H)}{V_{1x}(0)} > \frac{V_{2x}(H)}{V_{2x}(0)}$$

значит термоэдс определяемая разностью  $[V_{2x}(H) - V_{1x}(H)]$  будет больше чем термоэдс в нулевом поле,  $\alpha(0)$ . Наоборот, если это время увеличивается с увеличением энергии электрона, то

$$\frac{V_{1x}(H)}{V_{1x}(0)} < \frac{V_{2x}(H)}{V_{2x}(0)}$$

и, следовательно,  $\alpha(H) < \alpha(0)$  – термоэдс в магнитном поле уменьшается.

Термоэдс электронной составляющей в поперечном магнитном поле обозначается через  $\alpha_{xx}^e$ .

Термоэдс электронного антимонида индия (n-InSb) в поперечном магнитном поле в примесной области исследована в целом ряде работ [1-6]. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что изменение диффузионной доли в слабом поле  $\Omega\tau < 1$  (где  $\Omega = \frac{eH}{m^*c}$  - циклотронная частота,  $e$ - заряд электрона,  $H$  – напряженность магнитного поля,  $m^*$  - эффективная масса электрона,  $c$ - скорость света,  $\tau$  – время релаксации импульса электрона) в зависимости от области температуры меняет свой знак, в сильном поле  $\Omega\tau > 1$  насыщается, в квантующем магнитном поле  $\Omega\tau > 1$ ,  $\hbar\Omega > kT$  (где  $\hbar$  - постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура) увеличивается пропорционально логарифму  $\nu$  (где  $\nu = \hbar\Omega/2 \cdot kT$ ).

Согласно теории [1], как было отмечено выше, знак изменения поперечной магнетотермоэдс

$$\Delta\alpha_{xx}^e = \left| \alpha_{xx}^e(H) \right| - \left| \alpha_{xx}^e(0) \right|,$$

(где  $\alpha_{xx}^e(H)$  - электронная доля термоэдс в поперечном магнитном поле,

$\alpha_{xx}^e(0)$  - термоэдс в нулевом поле) в слабом поле зависит от доминирующего при данной температуре механизма рассеяния носителя тока.

Из теории явлений переноса в полупроводниках известно, что время релаксации от энергии носителя тока зависит по степенному закону.

$$\tau(\varepsilon) = \tau_0(T) \left( \frac{\varepsilon}{kT} \right)^{r-\frac{1}{2}}$$

где  $\varepsilon$  - энергия,  $\tau_0(T)$  и  $r$  – определяют отдельные механизмы рассеяния. Например, при рассеянии на акустических фононах  $r=0$ , на ионах примеси  $r=2$  и т.д.

Знак  $\Delta\alpha_{xx}^e$  положителен, т.е. термоэдс в поле растёт, если в результате рассеяния время релаксации  $\tau$  уменьшается с увеличением энергии электрона (рассеяние на акустических фононах для антимонида индия); знак  $\Delta\alpha_{xx}^e$  отрицателен, если в результате рассеяния  $\tau$  увеличивается с ростом энергии электрона (рассеяние на ионах примеси для данного материала).

Измерение термоэдс в магнитном поле проводилось по известной методике. Образец располагался в герметичном пространстве заполненном инертным газом перпендикулярно направлению магнитного поля. Медь – константановые термопары для измерения разности температур располагались вдоль длины образца, а медные ветви термопар служили для снятия возникающей при этом разности потенциалов. Тепловой поток вдоль образца создавался нагревателем припаянным к одному из торцов образца.

Дифференциальная термоэдс  $\alpha$  измерялась с точностью до 1,5 мкВ/град.

Образец держатель помещался в криостате, который позволял стационарно сохранять среднюю температуру образца в интервале (4,2 ÷ 210)К.

В классической области поперечных магнитных полей при выполнении условий

$\Omega\tau > 1$ ,  $\hbar\Omega < kT$  магнетотермоэдс n-InSb с  $n \sim (2 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{14}) \text{ см}^{-3}$  измерялась в работах [2, 3, 4, 6].

В [2] измерено  $\Delta\alpha_{xx}^e$  в магнитном поле до 25 кОе при температурах °К: 22,5; 27; 33; 38 и показано что  $\Delta\alpha_{xx}^e$  отрицателен и увеличивается по абсолютной величине с понижением температуры.

В работе [3] измерено  $\Delta\alpha_{xx}^e$  при температурах °К: 96,5; 99; 101,4. Найдено, что  $\Delta\alpha_{xx}^e$  положителен и растёт с ростом температуры.

В работе [4] измерено  $\Delta\alpha_{xx}^e$  при температурах °К: 16,8; 24,8; 35; 87; 120,4. Найдено, что при температурах (16,8 ÷ 35)К  $\Delta\alpha_{xx}^e$  отрицателен, а при температурах (87 ÷ 120,4)К  $\Delta\alpha_{xx}^e$  положителен.

В работе [6] измерено  $\Delta\alpha_{xx}^e$  при температурах °К: 67; 83; 110; 120; 160 и показано, что  $\Delta\alpha$  положителен и растёт с ростом температуры.

Отметим, что в периодической литературе нет экспериментальной работы по измерению  $\Delta\alpha_{xx}^e$  в классической области магнитных полей, в области температур, где термоэдс слабо зависит от поля. В частности не измерена  $\alpha_{xx}^e$  в слабом поле в области температур (40 ÷ 60)К.

Интересно найти область температур, где изменение электронной доли магнетотермоэдс  $\Delta\alpha_{xx}^e$  близко к нулю, т.е. где  $\tau$  практически не зависит от энергии электрона.

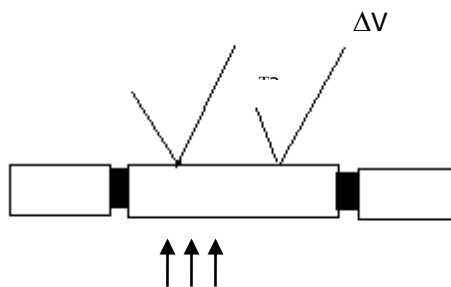
С целью определения области температур при которой  $\Delta\alpha_{xx}^e$  стремится к нулю была измерена магнетотермоэдс на образцах n-InSb с  $n=2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $n=1,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $n=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  в поперечном поле до 7кОе при средних температурах °К образца: 4,8; 22; 30; 42; 56; 60; 80; 100; 120. Образцы электронного антимонида индия были получены из ГИРЕДМЕТ (Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности).

Концентрация электронов определялась по измерению постоянной Холла.

Размеры образцов, на которых измерялась магнетотермоэдс были в пределах; длина (8-12)мм; ширина (1,5-3)мм; толщина (1-2)мм.

После шлифовки и травления в растворе CP-4 на образец наносили индиевые контакты и образец заправлялся в криостат для измерения термоэдс в магнитном поле до 7кОе, в интервале (4,2-210)К.

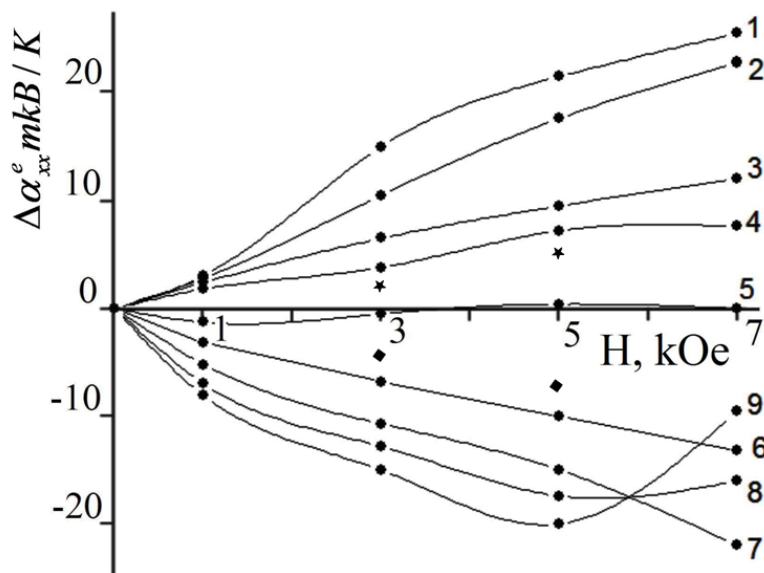
Ниже приведена схема расположения полупроводникового образца для измерения термоэдс в поперечном магнитном поле (рис.1)



**Рисунок 1** - Схема расположения полупроводникового образца для измерения термоэдс в поперечном магнитном поле

где  $T_1, T_2$  – медь- константановые термодпары, О –образец, П – нагреватель, Х – холодильник,  $\Delta V_{тэ}$  – термоэлектрическое напряжение, Н – силовые линии магнитного поля.

В нулевом магнитном поле разность температур  $\nabla T \approx 1,2\text{K}$  вдоль длины образца создавала сигнал не менее 30мкв, которая позволяла вычислить термоэдс. При включении магнитного поля контролировался ток нагревателя, чтобы удерживать постоянной разность температур, которая была задана в нулевом поле.



**Рисунок 2** - Изменения термоэдс в поперечном магнитном поле.

—●— температурная и магнетополевая зависимости термоэдс  $n\text{-InSb}$  с  $n=2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  в поле до 7 кОе при температурах °К: 1 - 120; 2 - 100; 3 - 80; 4 - 60; 5 - 56; 6 - 42; 7 - 30; 8 - 22; 9 - 4,8. Точки \*  $\Delta\alpha_{xx}$  образца с  $n=1,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T_{cp}=60\text{K}$ , а точки ◆ получены при  $T_{cp}=42\text{K}$ .

На рисунке 2 представлены в основном температурная и магнетополевая зависимости поперечной магнетотермоэдс  $n\text{-InSb}$  с  $n=2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  поскольку для более чистого образца (у которого концентрация примесей составляет  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) при наименьшем градиенте температуры можно более точно измерить  $\alpha_{xx}$  при этих температурах. В более грязных образцах (для которых концентрация примесей больше  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) получались аналогичные по знаку значения  $\alpha_{xx}$  но меньшие по величине. На рисунке 2 приведены также значения  $\Delta\alpha_{xx}$  для образца с  $n=1,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  полученные при температурах 42К и 60К.

Из рисунка 2 видно, что термоэдс растет с полем при температуре выше 56К и уменьшается при температуре ниже 56 К. При температуре близкой к этой температуре  $\Delta\alpha_{xx}^e$ , стремится к нулю и можно считать, что в области температур близкой к данной температуре, время релаксации не меняется от энергии электрона.

Как видно из кривых 8 и 9 в магнитном поле выше 5 кОе термоэдс после насыщения увеличивается. Согласно теории, [1] рост величины термоэдс с увеличением магнитного поля обусловлен возрастанием электронной составляющей термоэдс пропорционально логарифму отношения  $\hbar\Omega/2kT$ .

Сравнение данных о термоэдс полученных разными авторами показало, что величины при одинаковых температурах разнятся в пределах точности измерений.

В работе [2,4] впервые было показано, что при выполнении условий квантования в магнитном поле ( $\Omega\tau > 1$ ,  $\hbar\Omega > kT$ ,  $\varepsilon_F < 0$ , где  $\varepsilon_F$  – энергия Ферми) благодаря возникновению уровней Ландау растут обе составляющие термоэдс, причем, резко увеличивается фононная доля термоэдс. Найденное изменение на кривых 8 и 9 рисунка 2, по-видимому, можно отнести к началу роста электронной доли термоэдс в квантующем магнитном поле.

Основной результат этой работы заключается в том, что из измерений температурных и магнитных зависимостей термоэдс узкозонного полупроводника определена область температуры, в которой время релаксации носителей не зависит от энергии.

#### **Библиографический список:**

1. Б.М. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках (М. Наука, 1985).
2. Х.И. Амирханов, Р.И. Баширов, М.М. Гаджиалиев. ФТТ, **3**, 3743 (1961).
3. И.Л. Дричко, И.В. Мочан. ФТТ, **6**, 1902 (1964).
4. S.M. Puri, and T.H. Geballe. Phys. Rev., **136**, 1767 (1964).
5. S.M. Puri. Phys. Rev., **139**, 995 (1965).
6. М.М. Гаджиалиев. ФТП, **36**, 282 (2002)