

Температурная зависимость термоэдс диска Корбино из антимонида индия в квантующем магнитном поле

© М.М. Гаджиалиев[¶], З.Ш. Пирмагомедов

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия

(Получена 6 октября 2008 г. Принята к печати 20 ноября 2008 г.)

Исследована термоэдс диска Корбино из антимонида индия с $n_{77} = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в поперечном магнитном поле до 30 кОе при температурах 60, 67, 80 К. Установлено, что диффузионная доля термоэдс в квантующем магнитном поле растет по степенному закону $H^{2,2}$ при всех указанных температурах. По величине термоэдс насыщения $\alpha_{xx}(\infty)$ в сильном поле определен механизм рассеяния носителей тока. Установлено, что в области температур 60–80 К электроны рассеиваются акустическими фононами.

PACS: 75.70.Cn, 75.70.Ak

Антимонид индия электронного типа — удобный материал для экспериментального наблюдения поведения кинетических коэффициентов, в частности термоэдс, в квантующем магнитном поле благодаря высокой подвижности и низкой эффективной массе носителей тока.

Термоэдс объемных узкозонных материалов (n -InSb, n -InAs) в поперечном магнитном поле α_{xx} исследована теоретически и экспериментально в ряде работ [1–7]. Установлено, что в сильном поперечном магнитном поле диффузионная доля α_{xx} насыщается, а в квантующем магнитном поле — логарифмически растет [2,3]. В работах [4,5] показано, что существенный прирост термоэдс в квантующем магнитном поле составляет увеличение фоновой доли α_{xx} в том случае, если в нулевом поле имеется фоновая доля термоэдс.

Эксперименты на диске Корбино [8] показали, что и в этом случае электронная доля α_{xx} в сильном поле насыщается, а в квантующем поле увеличивается. Причем рост α_{xx} происходит по степенному закону, что отличается от зависимости, предсказываемой теорией для объемного материала [1].

Отметим, что явления переноса, в частности магнетосопротивления и магнетотермоэдс, на диске Корбино интересны тем, что реализуется случай, когда отсутствуют поле эффекта Холла и поперечный градиент температуры. Следовательно, при измерении термоэдс не возникает поперечная разность потенциалов, обязанная поперечному эффекту Нернста–Эттингсауэна, и поэтому изменение термоэдс в поперечном магнитном поле можно наблюдать в чистом виде, без компонентов, обязанных другим термомагнитным эффектам.

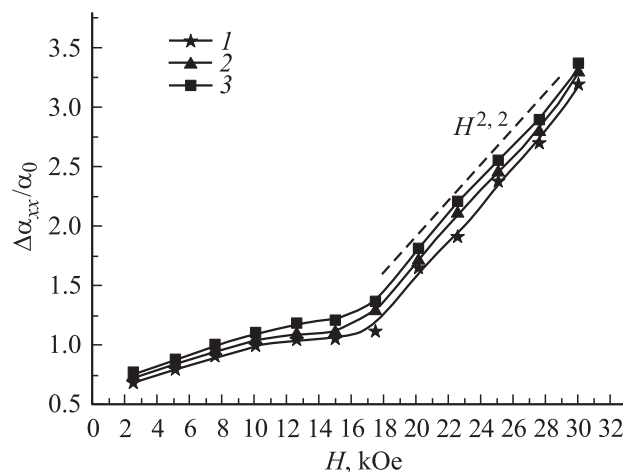
Чтобы изучить влияние температуры на квантовый прирост термоэдс диска Корбино, были проведены измерения магнетопольевых зависимостей термоэдс диска Корбино из n -InSb с концентрацией $n_{77} = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\mu_{77} = 4.6 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ электронов при температурах 60, 67, 80 К.

Термоэдс диска Корбино в поперечном магнитном поле измерялась по методике, предложенной в [9], распо-

лагая образец между двумя концентрическими медными цилиндрами, находившимися при разных температурах.

Результаты измерения термоэдс диска Корбино в поперечном магнитном поле до 30 кОе при температурах 60, 67, 80 К представлены на рисунке. Как видно из рисунка, термоэдс вначале растет пропорционально квадрату напряженности поля H^2 , а в поле $H = 12$ –17 кОе, где выполняется условие сильного поля $\Omega\tau > 1$, насыщается. Здесь $\Omega = -\frac{eH}{m^*c}$ — циклотронная частота, m^* — эффективная масса, c — скорость света, e — заряд электрона, τ — время релаксации импульса электрона. При дальнейшем росте поля, когда выполняется условие квантования движения электрона по кристаллу $\hbar\Omega \geq kT$ (где \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π , k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура), термоэдс растет по степенному закону $H^{2,2}$.

Отметим, что при всех температурах повторяется одна и та же картина изменения термоэдс с полем — наблюдаются области насыщения и области степенной зависимости от поля, причем с ростом температуры увеличивается величина насыщения термоэдс $\alpha_{xx}(\infty)$.



Магнетопольевая зависимость термоэдс диска Корбино при температурах, К: 1 — 60, 2 — 67, 3 — 80.

[¶] E-mail: ziyav@yandex.ru

При этих температурах в нулевом поле отсутствует фононная доля и, следовательно, нет фононной компоненты в изменении термоэдс в квантующем магнитном поле.

Термоэдс в нулевом поле при средней температуре образца 80 К, например, составляла 320 мкВ/К, $\alpha(H)$ в области насыщения $\alpha(\infty) \approx 427$ мкВ/К, $\Delta\alpha = \alpha(\infty) - \alpha_0 = 107$ мкВ/К.

Согласно теории [9], в области насыщения термоэдс диска Корбино выполняется равенство:

$$\alpha_{xx}^{\infty}(H) - \alpha_{xx}(0) = -2r \cdot 86 \text{ мкВ/К},$$

где r — показатель степени зависимости времени релаксации от энергии электрона ($\tau \propto \varepsilon^r$), который зависит от механизма рассеяния. Как видно из формулы, используя экспериментальное значение $\alpha_{xx}^{\infty}(H) - \alpha_{xx}(0)$, можно определить механизм рассеяния носителя тока.

С помощью экспериментальной величины $\alpha_{xx}^{\infty}(H) - \alpha_{xx}(0) = 107$ мкВ/К при $H = 14$ кОе и $T = 80$ К из вышеприведенной формулы было найдено, что $r = -0.62 < 0$. Следовательно, в InSb при этой температуре рассеяние в основном происходит на акустических колебаниях решетки, что соответствует теории [9], согласно которой для антимонида индия в области примесной проводимости справедлива зависимость ($\tau \propto \varepsilon^r$), причем $r < 0$.

Отметим, что, согласно нашим измерениям, в квантующем магнитном поле термоэдс при всех средних температурах образца: 60, 67, 80 К — меняется по степенному закону $\frac{\Delta\alpha_{xx}}{\alpha_0} = H^{2.2}$. Теория [1] для изменения диффузионной термоэдс от поля предсказывает логарифмический рост ($\frac{\Delta\alpha_{xx}}{\alpha_0} \propto \ln H$). Поскольку нет теории термоэдс диска Корбино в поперечном магнитном поле, не представляется возможным объяснить наблюдаемое в экспериментах поведение диффузионной доли термоэдс в квантующем магнитном поле.

Согласно [10], по величине термоэдс насыщения $\alpha_{xx}(\infty)$ можно определить степень непараболичности зоны проводимости. Отсутствие теоретической формулы, учитывающей специфику переноса заряда и тепла в образце с геометрией диска Корбино, не дает возможности проводить такое вычисление.

Список литературы

- [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] I.M. Puri, T.H. Geballe. *Phys. Rev.*, **136**, 1767 (1964).
- [5] I.M. Puri. *Phys. Rev.*, **139**, 995 (1965).
- [6] М.М. Гаджиалиев. *ФТП*, **34**, 541 (2000).
- [7] М.М. Гаджиалиев. *ФТП*, **36**, 282 (2002).
- [8] А.К. Атаев, М.М. Гаджиалиев. *Изв. вузов. Физика*, **48**, 95 (2005).

[9] К. Зеерер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).

[10] L. Sosnovski. *Proc. 7th Int. Conf. Phys. Semicond.* (Paris), p. 341 (1964).

Редактор Л.В. Беляков

Temperature dependence of thermo-e.m.f. of indium antimonide Corbino disc in quantized magnetic field

M.M. Gadjaliev, Z.Sh. Pirmagomedov

Amirkhanov Institute of Physics,
Daghestan Scientific Center,
Russian Academy of Sciences,
367003 Makhachkala, Russia

Abstract Thermo-e.m.f. of InSb Corbino disc with $n_{77} = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ in transverse magnetic field up to 30 kOe is investigated at temperatures 60, 67, 80 K. Diffusion part of thermo-e.m.f. in quantized magnetic field is established to grow by $H^{2.2}$ law at all the pointed temperatures. Using saturation thermo-e.m.f. $\lambda_{xx}(\infty)$ at high field a mechanism of current carriers scattering is determined. In temperature range of 60–80 K electrons are established to be scattered by acoustic phonons.