Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 66—74 (1966)

ТЕРМОЭДС В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Р. Г. ТАРХАНЯН

Показано, что выражение (6) для дифференциальной термоэдс в сильном (квантующем) магнитном поле остается в силе и в случае сферически-симметричной зоны с произвольным законом дисперсии энергии электронов проводимости. Получено общее выражение для плотности недиссипативного потока энергии. На основе формулы (6) вычислена термоэлектродвижущая сила в полупроводниках типа $n-InSb$ при произвольном вырождении электронов.

1. Известно, что в квантовой теории термомагнитных явлений возникают трудности при непосредственном вычислении термомагнитных тензоров, связывающих потоки заряда и тепла с градиентом температуры, в феноменологических уравнениях

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} - \beta \nabla T, \tag{1}$$

$$\mathbf{w} + \frac{\zeta}{e} \mathbf{j} = \gamma \mathbf{E} - \varkappa \nabla T, \tag{2}$$

где тензоры σ, β, γ и $\varkappa$ зависят от магнитного поля $\mathbf{H}$, $\mathbf{j}$ — плотность электрического тока, $\mathbf{w}$ — плотность потока полной энергии, ζ — электрохимический потенциал, $\mathbf{E} = \frac{1}{e} \nabla \zeta$, $(-e)$ — заряд электрона.

Подробное обсуждение этих трудностей, связанных с введением градиента температуры в матрицу плотности локально-равновесной системы, и решение проблемы при наличии упругого рассеяния электронов в квантующем магнитном поле дано в работе [1].

Существует, однако, и косвенный способ вычисления термомагнитного тензора β, связанного через соотношение Онсагера с тензором γ (π — подход Херинга). При таком подходе вышеуказанные трудности не возникают, поскольку градиент температуры можно положить равным нулю и определить поток тепла при наличии электрического поля.

Известно, что в сильном магнитном поле $\left(\omega\tau \gg 1,\ \omega = \frac{eH}{mc}\right.$ — циклотронная частота, τ — время релаксации электронов$\left.\right)$ в нулевом приближении по рассеянию отличны от нуля только недиагональные компоненты тензоров β и σ. Если магнитное поле направлено по оси z, а ∇T и $\mathbf{E}$ по оси x, то недиссипативный ток течет по оси y. Тогда из условия $j_y = 0$ получим, что дифференциальная термоэдс в в нулевом приближении по рассеянию равна

$$\alpha = \frac{E_x}{\nabla_x T} = \frac{\beta_{yx}}{\sigma_{yx}}. \tag{3}$$

Холловский коэффициент σ_{yx} при произвольном законе дисперсии энергии в сильном магнитном поле равен

$$\sigma_{yx} = -\sigma_{xy} = \frac{ceN}{H}, \tag{4}$$

где N — концентрация электронов проводимости. Коэффициент β_{yx} был вычислен в работах [2—4] как непосредственным путем, т. е. путем вычисления термомагнитного тока, так и путем использования соотношения Онсагера [5]

$$\beta_{yx}(\mathbf{H}) = \frac{\gamma_{xy}(-\mathbf{H})}{T}. \tag{5}$$

Как показал Ю. Н. Образцов [6], все эти вычисления неверны, поскольку в них не учитывается диамагнетизм электронов проводимости. Им же было показано, что при учете поверхностных токов [7]

$$\alpha = -\frac{s}{e}, \tag{6}$$

где s — энтропия, отнесенная к одному электрону. Это выражение, строго говоря, было доказано только для стандартной зоны ($\varepsilon \sim k^2$, $\mathbf{k}$ — волновой вектор электрона).

В работе [8] было показано, что выражение (6) может быть получено из кинетических соображений и в случае непараболической зоны типа n—$InSb$. В этой работе β_{yx} был вычислен прямым путем по методу Ансельма и Аскерова [9] с учетом диамагнетизма электронов.

В настоящей работе путем использования соотношений Онсагера показано, что выражение (6) остается в силе при произвольном законе дисперсии энергии электронов зоны проводимости. Приведены явные выражения для термоэдс в квантующем магнитном поле в случае непараболической зоны типа n—$InSb$ при произвольной степени вырождения электронного газа.

2. Рассмотрим образец n-типа, находящийся в однородном магнитном поле, направленном вдоль оси z. При наличии постоянного внешнего электрического поля $\mathbf{E}$ (E, 0, 0) недиссипативный ток течет по оси y. Плотность потока заряда

$$j_y = \sigma_{yx} E_x = -eNv_y, \tag{7}$$

где $v_y = -\dfrac{cE}{H}$ — холловская скорость электронов, N — концентрация.

Отсутствие диссипации в сильном магнитном поле равносильно отсутствию источника энтропии, т. е. энтропия системы не меняется со временем. При постоянной концентрации электронов остается постоянной также энтропия, приходящаяся на каждый электрон.

В этом случае потоку электронов проводимости с плотностью Nv_y соответствует поток энтропии с плотностью

$$j_y^s = Sv_y, \tag{8}$$

где S — энтропия системы электронов проводимости.

Феноменологические уравнения

$$j_y = \sigma_{yx} E_x - \beta_{yx} \nabla_x T, \tag{1a}$$

$$w_y + \frac{\zeta}{e} j_y = \gamma_{yx} E_x - \varkappa_{yx} \nabla_x T \tag{2a}$$

преобразуем к виду

$$E_x = \frac{1}{\sigma_{yx}} j_y + \frac{\beta_{yx}}{\sigma_{yx}} \nabla_x T, \tag{9}$$

$$j_y^s = \frac{\gamma_{yx}}{T \sigma_{yx}} j_y + \left(\frac{\gamma_{yx} \beta_{yx}}{\sigma_{yx}} - \varkappa_{yx} \right) \frac{\nabla_x T}{T}, \tag{10}$$

где плотности потока тепла сопоставлена плотность потока энтропии

$$j_y^s = \frac{w_y + \frac{\zeta}{e} j_y}{T}. \tag{11}$$

В силу соотношения Онсагера термоэдс изотропной системы в нулевом приближении по рассеянию равна $\alpha = \frac{\gamma_{yx}}{T \sigma_{yx}}$. Положив в уравнении (10) $\nabla_x T = 0$, с помощью (7) и (8) сразу получим

$$\alpha = -\frac{S}{Ne} = -\frac{s}{e}, \tag{12}$$

где s энтропия в расчете на один электрон проводимости. При выводе формулы (12) предполагалось, что в переносе тока участвуют только электроны в зоне проводимости, закон дисперсии которых может произвольным образом отличаться от параболической формы вследствие взаимодействия с остальными непроводящими зонами.

3. С помощью выражений (7), (8) и (11), используя термодинамическое соотношение $U - \Omega - \zeta N = ST$ [12], справедливое для системы, находящейся в состоянии локального термодинамического равновесия, для плотности недиссипативного потока энергии получим

$$w_y = v_y (U - \Omega), \tag{13}$$

где U — плотность внутренней энергии, Ω — термодинамический потенциал большого канонического множества. Выражение (13) означает, что плотность недиссипативного потока энергии равняется произведению плотности энтальпии на холловскую скорость.

Образцовым было показано [6], что при учете диамагнетизма электронов проводимости

$$w_y = w_{\text{нэ}} + cE \left(\frac{\partial \Omega}{\partial H} \right)_{\zeta, T}, \tag{14}$$

где $w_{\text{нэ}}$ — плотность потока неэлектростатической части энергии, а второй член учитывает поверхностный поток электростатической энергии. Величина $w_{\text{нэ}}$ для параболической зоны была вычислена в работе [2] (U_y в обозначениях [2]) и может быть приведена к виду

$$w_{\text{нэ}} = -\frac{cE}{H} \left[U + H^2 \frac{\partial}{\partial H} \left(\frac{\Omega}{H} \right)_{\zeta, T} \right]. \tag{15}$$

Подставив (15) в (14), для w_y получим выражение, совпадающее с (13). Выражение (13) без достаточного обоснования было использовано также в работе [10].

Легко показать, что поток электростатической части энергии (без учета границы) в случае параболической зоны в линейном приближении по E равен

$$w_э = cEH \frac{\partial}{\partial H}\left(\frac{\Omega}{H}\right)_{\zeta,\, T}, \tag{16}$$

и, следовательно, поток полной энергии без учета границы равен

$$w_0 = w_э + w_{нэ} = v_y U. \tag{17}$$

В приложении показано, что (17) остается в силе и в случае непараболической зоны проводимости. Таким образом, второй член в (13) представляет собой добавку к потоку энергии, связанную с учетом границы. Следует отметить также, что в случае непараболической зоны выражения для $w_э$ и $w_{нэ}$ отличаются от соответствующих выражений (15) и (16) для параболической зоны. В силу этого обстоятельства выражение (14) справедливо только в случае параболической зоны. Более общее выражение (13) в случае обеих зон приводит к выражению (12) для термоэдс.

4. На основе формулы (12) вычислим термоэдс α в квантующем магнитном поле в полупроводниках типа n—$InSb$. При этом следует учитывать непараболичность зоны проводимости, а также энергию спина электронов в магнитном поле в силу большого g-фактора носителей тока в n—$InSb$, где $g \simeq -50$. Поскольку энтропия

$$S = -\left(\frac{\partial \Omega}{\partial T}\right)_{\zeta,\, H}, \tag{18}$$

то вычисление термоэдс сводится к определению термодинамического потенциала Ω, равного, как известно [12],

$$\Omega = -kT \sum_{\varkappa} \ln\left(1 + e^{\frac{\zeta - E_\varkappa}{kT}}\right). \tag{19}$$

Здесь $\varkappa$ — совокупность квантовых чисел n, k_y, k_z, σ, определяющих состояние электрона в магнитном поле, $\sigma = \pm 1$ в соответствии с двумя возможными ориентациями спина относительно магнитного поля.

При выборе вектор-потенциала в виде $\mathbf{A}$ (o, Hx, o) так, чтобы магнитное поле было направлено по оси z, уровни энергии электрона для непараболической зоны с учетом спина имеют вид [13]

$$E_\varkappa = \varepsilon_\varkappa + K_2 \frac{\varepsilon_\varkappa^2}{\varepsilon_g} + \sigma\left\{\frac{1}{4} yg\hbar\omega + \frac{\hbar\omega}{\varepsilon_g}\left[K_0\hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right) + K_1 \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}\right]\right\}, \tag{20}$$

где

$$\varepsilon_\varkappa = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \qquad \omega = \frac{eH}{mc},$$

$\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π, $y = \dfrac{m}{m_0} = 0{,}013$ для $InSb$. Значения констант K_0, K_1, K_2 и g совпадают с теми, которые приведены в работе [13]; в предельном случае бесконечно большого спин-орбитального расщепления валентной зоны $K_0 = K_1 = \frac{1}{2}$, $K_2 = -1$, $yg = -1$. Используя выражение (20) для Ω-потенциала, после интегрирования по k_y и k_z в линейном приближении по малому параметру $\frac{kT}{\varepsilon_g}\left(\frac{\hbar\omega}{\varepsilon_g}\right)$ при произвольной степени вырождения электронного газа, получим

$$\Omega = -\hbar\omega\left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}\sum_{\sigma=-1}^{+1}\sum_{n=0}^{\infty}\left\{F_{\frac{1}{2}}(x) - \frac{kT}{\varepsilon_g}\left[K_2\left(\frac{3}{4}F_{\frac{3}{2}}(x) + (2n+1)\nu F_{\frac{1}{2}}(x) + \nu^2(2n+1)^2 F_{-\frac{1}{2}}(x)\right) + K_1\nu\sigma F_{\frac{1}{2}}(x) + 2K_0\nu^2\sigma(2n+1)F_{-\frac{1}{2}}(x)\right]\right\}. \tag{21}$$

Здесь

$$F_r(x) = \frac{1}{\Gamma(r+1)}\int_0^\infty \frac{y^r dy}{1+e^{y-x}} \tag{22}$$

интегралы Ферми-Дирака, подробные таблицы которых имеются в книге [14];

$$x = \frac{\zeta}{kT} - \nu(2n+1) - \sigma\mu, \tag{23}$$

$$\nu = \frac{\hbar\omega}{2kT}, \qquad \mu = \frac{1}{2}yg\nu.$$

Химический потенциал ζ определяется из условия нормировки

$$N = \sum_{\varkappa} f(E_{\varkappa}) = -\left(\frac{\partial\Omega}{\partial\zeta}\right)_{H,\,T}, \tag{24}$$

где $f(E_{\varkappa})$ функция распределения Ферми. При этом

$$N = 2\nu\left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}\sum_{\sigma,\,n}\left\{F_{-\frac{1}{2}}(x) - \frac{kT}{\varepsilon_g}\left[K_2\left(\frac{3}{4}F_{\frac{1}{2}}(x) + \nu(2n+1)F_{-\frac{1}{2}}(x) + \nu^2(2n+1)^2 F_{-\frac{3}{2}}(x)\right) + 2K_0\nu^2\sigma(2n+1)F_{-\frac{3}{2}}(x) + K_1\nu\sigma F_{-\frac{1}{2}}(x)\right]\right\}. \tag{24a}$$

Как легко видеть из выражений (21), (24а), при отсутствии магнитного поля

$$\Omega = -\frac{m^{3/2}(kT)^{5/2}}{2^{1/2}\pi^{3/2}\hbar^3}\left\{F_{\frac{3}{2}}(\zeta_0) + \frac{15}{4}K_2\frac{kT}{\varepsilon_g}\left[\frac{F_{\frac{1}{2}}(\zeta_0)F_{\frac{3}{2}}(\zeta_0)}{F_{-\frac{1}{2}}(\zeta_0)} - F_{\frac{5}{2}}(\zeta_0)\right]\right\}, \tag{25}$$

где ζ_0 корень уравнения

$$N(0) = 2\left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}F_{\frac{1}{2}}(\zeta_0). \tag{25a}$$

Используя соотношения (12), (19) и (21) для термоэдс в нулевом приближении по рассеянию, получим

$$\alpha=\frac{k}{e}\frac{\nu}{N}\left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}\sum_{n,\sigma}\Big\{-3F_{\frac{1}{2}}(x)+2xF_{-\frac{1}{2}}(x)+$$

$$+\frac{kT}{\varepsilon_g}\Big[K_2\left(\frac{15}{4}F_{\frac{3}{2}}(x)-\frac{3}{2}xF_{\frac{1}{2}}(x)\right)+\nu\left(3F_{\frac{1}{2}}(x)-2xF_{-\frac{1}{2}}(x)\right)\times$$

$$\times\left(K_1\sigma+K_2(2n+1)\right)+\nu^2(2n+1)\left(F_{-\frac{1}{2}}(x)-2xF_{-\frac{3}{2}}(x)\right)\times$$

$$\times\left(2K_0\sigma+K_2(2n+1)\right)\Big]\Big\}. \qquad (26)$$

Как видно из выражения (23), при $\nu\gg 1$ аргумент интеграла Ферми с возрастанием значений n довольно быстро становится отрицательным. Это обстоятельство, связанное с тенденцией снятия вырождения магнитным полем, облегчает практическое суммирование по n в формулах (24а), (26). В случае невырожденного электронного газа, когда $F_r(x)=e^x$, выражение (26) заметно упрощается и принимает вид

$$\alpha=-\frac{k}{e}\left\{\frac{3}{2}+\nu\,\mathrm{cth}\,\nu-\ln\left[\frac{4N\,\mathrm{sh}\,\nu}{\nu\,\mathrm{ch}\,\mu}\left(\frac{\pi\hbar^2}{2mkT}\right)^{3/2}\right]-\mu\,\mathrm{th}\,\mu+\right.$$

$$+\frac{kT}{\varepsilon_g}\left[2K_0\nu^2\left(\frac{\nu\,\mathrm{th}\,\mu}{\mathrm{sh}^2\nu}-\frac{\mu\,\mathrm{cth}\,\nu}{\mathrm{ch}^2\mu}\right)+K_1\nu\left(\mathrm{th}\,\mu-\frac{\mu}{\mathrm{ch}^2\mu}\right)-\right.$$

$$\left.\left.-K_2\left(\frac{3}{2}+\frac{\nu^2}{\mathrm{sh}^2\nu}+\nu\,\mathrm{cth}\,\nu+\frac{4\nu^3\,\mathrm{cth}\,\nu}{\mathrm{sh}^2\nu}\right)\right]\right\}. \qquad (27)$$

Здесь химпотенциал заменен его значением, полученным из условия (24а). Выражение (27) совпадает с тем, которое было вычислено в работе [15].

При абсолютном вырождении, когда $F_r(x)=\dfrac{x^{r+1}}{\Gamma(r+2)}$, термоэдс в соответствии с принципом Нернста равняется нулю. В случае сильного вырождения, если плотность электронов достаточно велика, так что помимо условия $\dfrac{\zeta}{kT}\gg 1$ выполняется условие $\dfrac{\zeta}{\hbar\omega}\gg 1$, нетрудно убедиться, воспользовавшись формулой суммирования Пуассона, что термоэдс проявляет осцилляции, наличие которых является общим свойством физических величин, характеризующих вырожденный электронный газ в квантующем магнитном поле.

Легко видеть также, что в случае, когда химпотенциал полностью вырожденного газа удовлетворяет условию

$$1+\frac{yg}{2}\leqslant\frac{2\zeta}{\hbar\omega}<1-\frac{yg}{2}, \qquad (28)$$

то все носители тока занимают наинизший энергетический уровень, т. е. осуществляется квантовый предел и имеются электроны только с одним направлением спина ($\sigma=+1$). При этом для параболической зоны ($\varepsilon_g\to\infty$) имеем:

$$\zeta=\frac{\hbar\omega}{2}+\frac{1}{4}yg\hbar\omega+\frac{N^2}{a^2}, \qquad (29)$$

$$a^2 = \frac{\omega^2 m^3}{2\pi^4 \hbar^4}.$$

Тогда термоэдс в первом неисчезающем приближении по вырождению равна

$$\alpha = -\frac{k}{e} \frac{\omega^2 m^3 kT}{12\pi^2 N^2 \hbar^4}. \tag{30}$$

В случае же, когда концентрация электронов такова, что выполняется условие

$$3 + \frac{yg}{2} > \frac{2\zeta}{\hbar\omega} \geqslant 1 - \frac{yg}{2}, \tag{31}$$

т. е. реализуется квантовый предел и имеются электроны с обеими ориентациями спина,

$$\zeta = \frac{N^2}{4a^2} + \frac{\hbar\omega}{2} + \left(\frac{ayg\hbar\omega}{4N}\right)^2, \tag{32}$$

$$\alpha = -\frac{k}{e} \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{N^2}{4a^2 kT} - \frac{\mu^2 a^2 kT}{N^2}\right)^{-1}. \tag{33}$$

Легко видеть, что при условии

$$\frac{N^2}{2a^2} = -\frac{1}{4} yg\hbar\omega, \tag{34}$$

выражения (29) и (32) дают одинаковое значение для химпотенциала

$$\zeta = \frac{\hbar\omega}{2} - \frac{1}{4} yg\hbar\omega,$$

совпадающее с уровнем энергии ($n = 0$, $k_z = 0$, $\sigma = -1$). При этом, как видно из формулы (33), α резко возрастает, что связано с возникновением электронов с $\sigma = -1$.

Следует отметить также, что значение магнитного поля, полученное из условия (34), представляет собой максимальное значение магнитного поля, допускаемое правой частью неравенства (31). Условие (34) может быть использовано для экспериментального определения g-фактора.

В заключение выражаю глубокую благодарность Ансельму А. И. и Образцову Ю. Н. за просмотр рукописи и ценные замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вычислим без учета границы усредненный по ансамблю макроскопический поток энергии, переносимой электронами проводимости

$$\mathbf{w}_0 = S_p \hat{\rho} \hat{\mathbf{w}}_0 = \frac{1}{2} S_p \hat{\rho} (\hat{H} \hat{\mathbf{v}} + \hat{\mathbf{v}} \hat{H}). \tag{П1}$$

Гамильтониан электрона в магнитном и электрическом ($E = E_x$) полях при отсутствии рассеивающего потенциала равен

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + eEx, \tag{П2}$$

где $\hat{H}_0$ в случае непараболической зоны [11] равен

$$\hat{H}_0 = \frac{\hat{P}^2}{2m} - \frac{\hat{P}^4}{(2m)^2 \varepsilon_g}. \tag{П3}$$

Здесь кинетический импульс $\hat{\mathbf{P}} = \frac{\hbar}{i}\nabla + \frac{e}{c}\mathbf{A}(\mathbf{r})$; $\mathbf{A}(O, Hx, O)$ — вектор потенциал, m — эффективная масса электронов на дне зоны проводимости, ε_g — ширина запрещенной зоны. Собственные функции и собственные значения гамильтониана (П3) равны

$$\left.\begin{aligned} &\Psi_\alpha = e^{i(k_y y + k_z z)}\Phi_n(x - x_\alpha); \qquad x_\alpha = -\hbar k_y/m\omega \\ &E_\alpha = \varepsilon_\alpha\left(1 - \frac{\varepsilon_\alpha}{\varepsilon_g}\right); \qquad \varepsilon_\alpha = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \end{aligned}\right\}, \tag{П4}$$

где α совокупность квантовых чисел n, k_y, k_z. Φ_n — осцилляторные волновые функции. Оператор скорости электрона [8]

$$\hat{\mathbf{v}} = \frac{d\hat{r}}{dt} = \frac{\hat{\mathbf{P}}}{m} - \frac{1}{2m^2\varepsilon_g}(\hat{\mathbf{P}}\hat{P}^2 + \hat{P}^2\hat{P}). \tag{П5}$$

Одночастичная матрица плотности определяется из уравнения движения

$$i\hbar\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}\,\hat{\rho}]. \tag{П6}$$

В линейном приближении по E в представлении, в котором диагонален $\hat{H}_0$,

$$\rho_{\alpha\alpha'} = f(\mathrm{E}_\alpha)\,\delta_{\alpha\alpha'} + eEx_{\alpha\alpha'}\frac{f_\alpha - f_{\alpha'}}{\mathrm{E}_\alpha - \mathrm{E}_{\alpha'}}. \tag{П7}$$

Вычислим поток энергии (П1) в представлении $\hat{H}_0$. Учитывая, что

$$x_{\alpha\alpha'} = \left\{x_\alpha\delta_{n,n'} + \left(\frac{\hbar}{2m\omega}\right)^{\frac{1}{2}}\left[(n+1)^{\frac{1}{2}}\delta_{n',n+1} + n^{\frac{1}{2}}\delta_{n',n-1}\right]\right\}\delta_{k,k'}, \tag{П8}$$

$$v^x_{\alpha\alpha'} = i\left(\frac{\hbar\omega}{2m}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 - \frac{\varepsilon_\alpha + \varepsilon_{\alpha'}}{\varepsilon_g}\right)\left[n^{\frac{1}{2}}\delta_{n',n-1} - (n+1)^{\frac{1}{2}}\delta_{n',n+1}\right]\delta_{k,k'}, \tag{П9}$$

$$v^y_{\alpha\alpha'} = \left(\frac{\hbar\omega}{2m}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 - \frac{\varepsilon_\alpha + \varepsilon_{\alpha'}}{\varepsilon_g}\right)\left[n^{\frac{1}{2}}\delta_{n',n-1} + (n+1)^{\frac{1}{2}}\delta_{n',n+1}\right]\delta_{k,k'}, \tag{П10}$$

после несложных преобразований получим

$$w^\circ_x = 0, \qquad w^\circ_y = -\frac{cE}{H}\sum_\alpha f(\mathrm{E}_\alpha)\,\mathrm{E}_\alpha = v_y u. \tag{П11}$$

Таким образом, в нулевом приближении по рассеянию поток энергии течет в направлении y, причем $\overset{\circ}{w}_y$ равняется, как и в случае параболической зоны, произведению внутренней энергии на холловскую скорость.

ЦНИ физико-техническая лаборатория
АН АрмССР

Поступила 19 июля 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. И. Ансельм, Ю. Н. Образцов, Р. Г. Тарханян.* ФТТ, 7, 2837 (1965).
2. *А. И. Ансельм, Б. М. Аскеров.* ФТТ, 3, 3688 (1961).
3. *В. В. Андреев, А. М. Косевич.* ЖЭТФ, 39, 741 (1960).
4. *П. С. Зырянов.* ФТТ 5, 2576 (1963).
5. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц,* Электродинамика сплошных сред. ГИТТЛ, М., 1957.
6. *Ю. Н. Образцов.* ФТТ, 6, 414 (1964).
7. *Ю. Н. Образцов.* ФТТ, 7, 573 (1965).
8. *А. И. Ансельм, Ю. Н. Образцов, Р. Г. Тарханян.* ФТТ, 6, 3620 (1964).
9. *А. И. Ансельм, Б. М. Аскеров.* ФТТ, 2, 2310 (1960).
10. *S. M. Pury, T. H. Geballe.* Phys. Rev., 136A, 1776 (1964).
11. *R. F. Wallis,* Phys. Chem. Sol. 4, 101 (1958).
12. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.* Статистическая физика. Наука, М., 1964.
13. *Р. Г. Тарханян.* ФТТ, 7, 2688 (1965).
14. *Дж. Блекмор.* Статистика электронов в полупроводниках. Мир, М., 1964.
15. *А. И. Ансельм, Р. Г. Тарханян.* ФТТ, 6, 3357 (1964).

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ԹԵՐՄՈԷԼԵԿՏՐԱՇԱՐԺ ՈՒԺԸ ՈՒԺԵՂ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ռ. Հ. ԹԱՐԽԱՆՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ ուժեղ մագնիսական դաշտում կամայական հաղորդականության գոտի ունեցող էլեկտրոնային կիսահաղորդչի թերմոէլեկտրաշարժ ուժը, հոսանքակիրների ցրումը արհամարհելու դեպքում, արտահայտվում է (6) բանաձևով։ Ստացված է ընդհանուր բանաձև ուժեղ մագնիսական դաշտում էներգիայի հոսքի խտության համար։ Ստացված են նաև արտահայտություններ n—InSb տիպի կիսահաղորդիչների թերմոէլեկտրաշարժ ուժի համար՝ էլեկտրոնների այլասերվածության կամայական աստիճանի դեպքում։ Քննարկված են մի քանի մասնավոր դեպքեր։

THERMAL E.M.F. IN SEMICONDUCTORS IN A HIGH MAGNETIC FIELD

by. R. G. TARKHANIAN

It is shown that the expression for the thermal e.m.f. (6) in high quantising magnetic field remains valid in the presence of spherical-symmetrical zone with an arbitrary dispersion rule for the energy conduction electrons. A general expression for the indissipative energy current density is obtained. On the basis of (6) the thermoelectric power in n-type InSb in arbitrary degeneracy of electrons is calculated.

---

* Численный анализ общей формулы (26) показывает, что поправка, связанная с учетом непараболичности, составляет около 15% подтверждаемого на опыте теоретического значения термоэдс. Это обстоятельство еще раз показывает, что для правильного объяснения явлений переноса в полупроводниках типа n-InSb необходимо и обязательно принимать во внимание непараболичность зоны проводимости.