Уравнение состояния электронного газа и теория термоэдс в квантующем магнитном поле

© Б.М. Аскеров, М.М. Махмудов, Х.А. Гасанов

Бакинский государственный университет,
370073 Баку, Азербайджан

(Получена 23 сентября 1997 г. Принята к печати 2 октября 1997 г.)

В квантующем магнитном поле кинетическое уравнение неприменимо, поэтому последовательной квантовой теории термомагнитных явлений, в частности термоэдс, не существует; имеются только различные подходы. Первая попытка построить квантовую теорию термоэдс была предпринята в работе [1], где был вычислен теормомагнитный ток, однако полученное выражение не удовлетворяло соотношению Эйнштейна. Учет диамагнетизма электронного газа устранил этот недостаток и позволил показать что, термоэдс в квантующем магнитном поле можно выразить через энтропию [2]. Такой подход является довольно громоздким и менее наглядным.

В настоящей работе термоэдс в квантующем магнитном поле вычисляется на основе более наглядного подхода. Поскольку термоэдс α в сильном магнитном поле является недиссипативным эффектом, т.е. не зависит от механизмов рассеяния носителей тока, ее можно связать с уравнением состояния и с другими термодинамическими функциями. Если исходить из правильного определения термоэлектрического поля [3]:

$$E = -\nabla\left(\varphi - \frac{\xi}{e}\right) = \alpha\nabla T, \tag{1}$$

как градиента электрохимического потенциала, где e — заряд электрона, ξ — химический потенциал, α — коэффициент термоэдс, то получим

$$\alpha\nabla T = E_0 + \frac{1}{e}\frac{\partial\xi}{\partial T}\nabla T. \tag{2}$$

Здесь $E_0 = -\nabla\varphi$ — электрическое поле. При наличии градиента температуры в образце в стационарном случае должно выполняться условие

$$-enE_0 = \frac{\partial P}{\partial T}\nabla T, \tag{3}$$

где n — концентрация свободных электронов, P — давление электронного газа. Правая часть в условии (3) представляет собой статистическую силу, связанную с градиентом температуры.

Подставляя E_0 из (3) в (2), для коэффициента термоэдс получим

$$\alpha = -\frac{1}{en}\frac{\partial P}{\partial T} + \frac{1}{e}\frac{\partial\xi}{\partial T}. \tag{4}$$

Отсюда видно, что в недиссипативной области, если известно уравнение состояния электронного газа $P = P(T, V, H, \xi)$ в сильном магнитном поле, можно вычислить термоэдс. Формула (4) была использована для оценки термоэдс в отсутствие магнитного поля в работе [4]. Однако следует отметить, что формула (4) справедлива только в сильных магнитных полях и неприменима в случае отсутствия магнитного поля, когда термоэдс сильно зависит от механизмов рассеяния.

Для определения явного вида уравнения состояния будем использовать большой термодинамический потенциал электронного газа в квантующем магнитном поле [5]

$$\Omega_e = -\frac{2k_0TV}{(2\pi R)^2}\sum_{N,\sigma}\int\limits_{\varepsilon_0(N,\sigma)}^{\infty}\frac{dk_z(\varepsilon,N,\sigma)}{d\varepsilon} \times \ln\left[1+\exp\left(\frac{\xi-\varepsilon}{k_0T}\right)\right]d\varepsilon, \tag{5}$$

где нижняя граница интеграла $\varepsilon_0(N,\sigma)$ есть корень уравнения $k_z(\varepsilon_0, N, \sigma) = 0$, $R = (\hbar c/eH)^{1/2}$ — магнитная длина, $N = 0, 1, 2, \ldots$ — осциляторное квантовое число Ландау, $\sigma = \pm 1$ — спиновое квантовое число. Один раз соотношение (5) проинтегрируем по частям, тогда получим

$$\Omega_e = -\frac{2V}{(2\pi R)^2}\sum_{N,\sigma}\int\limits_{\varepsilon_0(N,\sigma)}^{\infty}k_z(\varepsilon,N,\sigma)\,f_0(\varepsilon)\,d\varepsilon, \tag{6}$$

где $f_0(\varepsilon) = \{1+\exp[(\varepsilon-\xi)/(k_0/T)]\}^{-1}$ — функция распределения Ферми. Зная Ω_e, на основании (6) можно вычислить давление $P = -\left(\frac{\partial\Omega_e}{\partial V}\right)_{\xi,H,T}$, концентрацию $n = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial\Omega_e}{\partial\xi}\right)_{T,V,H}$ и энтропию электронного газа $S = -\left(\frac{\partial\Omega_e}{\partial T}\right)_{\xi,H,V}$:

$$P = \frac{2}{(2\pi R)^2}\sum_{N,\sigma}\int\limits_{\varepsilon_0(N,\sigma)}^{\infty}k_z(\varepsilon,N,\sigma)\,f_0(\varepsilon)\,d\varepsilon, \tag{7}$$

$$n = \frac{2}{(2\pi R)^2}\sum_{N,\sigma}\int\limits_{\varepsilon_0(N,\sigma)}^{\infty}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)k_z(\varepsilon,N,\sigma)\,d\varepsilon, \tag{8}$$

$$S = \frac{2}{(2\pi R)^2}\sum_{N,\sigma}\int\limits_{\varepsilon_0(N,\sigma)}^{\infty}k_z(\varepsilon,N,\sigma)\left(\frac{\varepsilon-\xi}{T}\right)\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)d\varepsilon. \tag{9}$$

При получении из (6) выражения для S мы учли, что

$$\left(\frac{\partial f_0}{\partial T}\right)_\xi = \left(\frac{\varepsilon - \xi}{T}\right)\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right). \qquad (10)$$

Подставляя (7) в (4) и учитывая, что

$$\frac{\partial f_0}{\partial T} = \left(\frac{\varepsilon - \xi}{T} + \frac{\partial \xi}{\partial T}\right)\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right), \qquad (11)$$

для термоэдс получим

$$\alpha = -\frac{1}{en}\frac{2}{(2\pi R)^2}\sum_{N,\sigma}\int\limits_{\varepsilon_0(N,\sigma)}^{\infty} k_z(\varepsilon, N, \sigma) \times \left(\frac{\varepsilon - \xi}{T}\right)\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon, \qquad (12)$$

а из сравнения (12) и (9) следует, что $\alpha = -S/en$. Этот результат совпадает с тем, что получен в работе [2].

Список литературы

[1] А.И. Ансельм, Б.М. Аскеров. ФТТ, **2**, 2310 (1960).
[2] Ю.Н. Образцов. ФТТ, **7**, 573 (1965).
[3] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1982).
[4] G.I. Epifanov. *Solid State Physics* (Moscow, Mir, 1979).
[5] Б.М. Аскеров. *Электронные явления переноса в полупроводниках* (М., Наука, 1985).

Редактор Т.А. Полянская

Equation of state of electron gas and theory of thermal e.m.f. in a quantizing magnetic field

B.M. Askerov, M.M. Machmudov, Kh.A. Gasanov

Baku State University,
370073 Baku, Azerbaijan