

# Поперечный эффект Нернста—Эттингсгаузена в сверхрешетках при электрон-фононном рассеянии

© С.Р. Фигарова<sup>1</sup>, Г.И. Гусейнов<sup>2</sup>, В.Р. Фигаров<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Бакинский государственный университет,  
AZ-1148 Баку, Азербайджан

<sup>2</sup> Азербайджанский университет архитектуры и строительства,  
AZ-1073 Баку, Азербайджан

<sup>3</sup> Институт физики Национальной академии наук Азербайджана,  
AZ-1143 Баку, Азербайджан

E-mail: figarov@bsu.az

(Получена 14 июня 2017 г. Принята к печати 17 октября 2017 г.)

Вычислен коэффициент Нернста—Эттингсгаузена в сверхрешетках с косинусоидальным законом дисперсии при рассеянии носителей тока на акустических и полярных оптических фононах в магнитном поле в плоскости слоя. Показано, что в слабом магнитном поле имеет место существенное увеличение коэффициента Нернста—Эттингсгаузена квазитрехмерного вырожденного электронного газа. При рассеянии на полярных оптических фононах коэффициент Нернста—Эттингсгаузена в сильном магнитном поле меняет знак.

DOI: 10.21883/FTP.2018.07.46040.8669

## 1. Введение

Анизотропия энергетического спектра электронного газа и ступенчатый вид функции плотности состояний в сверхрешетках и слоистых структурах существенно влияют на кинетические коэффициенты, которые также зависят от направления магнитного поля. В магнитном поле в низкоразмерных электронных структурах наблюдаются необычные термомагнитные явления, среди которых увеличение, осцилляции и смена знака коэффициента Нернста—Эттингсгаузена (НЭ). Сильное увеличение сигнала Нернста было обнаружено в графене в квантующем магнитном поле [1–3]. Осцилляции коэффициента НЭ в сильных магнитных полях для двумерного и квазидвумерного электронного газа с параболическим, линейным и синусоидальным законом дисперсии носителей тока изучались в работах [4–9]. Смена знака коэффициента НЭ в сильных магнитных полях в двумерных системах наблюдалась в [2]. Знак поперечного эффекта НЭ определяется зависимостью времени релаксации от энергии и экспериментальное определение только знака этого эффекта дает качественное представление о механизме рассеяния в двумерном электронном газе [10]. В перпендикулярном плоскости слоя магнитном поле эффект НЭ в гетероструктуре GaAs/AlGaAs в промежуточном поле изучался в работе [11], а в слабом в [12,13], но там не изучалось влияние размерности электронного газа и направления внешнего магнитного поля на эффект НЭ. О смене знака НЭ в классических полях в периодически модулированных гетероструктурах и слоистых полупроводниковых соединениях отмечено в работах [14–17]. В перечисленных выше работах в основном рассматривался двумерный электронный газ в магнитном поле, перпендикулярном плоскости слоя, при рассеянии электронов на акустических фононах и ионах примеси. Динамика электронов

в присутствии электрического и магнитного полей в значительной степени определяется топологией поверхности Ферми, которая различна для квазидвумерного и квазитрехмерного электронного газа, и направлением магнитного поля [10,18,19]. В продольном магнитном поле термомагнитные эффекты более чувствительны к анизотропии времени релаксации и эффективной массы, чем в перпендикулярном. Кроме того, при температурах выше 80 К в сверхрешетках GaAs/AlGaAs, составленных из полупроводников с ионной связью, основным механизмом рассеяния является рассеяние на полярных оптических фононах. В данной работе изучается эффект НЭ в сверхрешетках с косинусоидальным законом дисперсии при рассеянии носителей тока на акустических и полярных оптических фононах в продольном магнитном поле. Определена зависимость коэффициента НЭ от степени заполнения зоны и величины магнитного поля. Показано, что в слабом магнитном поле имеет место существенное увеличение коэффициента НЭ. При рассеянии на оптических фононах коэффициент НЭ меняет знак с положительного на отрицательный и в сильном магнитном поле начинает осциллировать.

## 2. Общий вид гальвано- и термомагнитного тензоров

Энергетический спектр электронов основной мини-зоны сверхрешетки в приближении слабо взаимодействующих квантовых ям имеет вид

$$\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{\perp}} + \varepsilon_0 [1 - \cos(ak_z)]. \quad (1)$$

Здесь  $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$ ,  $k_{\perp}$  и  $k_z$  — продольная и поперечная компоненты волнового вектора,  $\varepsilon_0$  — полуширина

мини-зоны,  $a$  — постоянная сверхрешетки. Энергетический спектр (1) реализуется в сверхрешетках, дихалькогенидах переходных металлов и слоистых полупроводниковых кристаллах. При вычислении гальвано- и термомагнитных тензоров в квазидвумерных системах необходимо учитывать особенности электрон-фононного рассеяния, обусловленные анизотропией структуры и энергетического спектра электронов. При расчете кинетических коэффициентов наряду с внутризонными переходами нужно учитывать и межзонные. Однако если рассеяние упругое, то межзонные процессы несущественны и можно ограничиться случаем, когда заполнена лишь одна мини-зона. Продольная и поперечная компоненты обратного времени релаксации при рассеянии на акустических ( $r = 0$ ) и полярных оптических ( $r = 1$ ) фононах пропорциональны плотности состояний  $g(\varepsilon)$  и имеют вид [20]

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = A_r \frac{g(\varepsilon)}{(k_\alpha k_\perp)^r}, \quad (2)$$

где  $g(\varepsilon) = \frac{m_\perp Z(\varepsilon)}{\pi^2 \hbar^2 a}$ ,  $Z(\varepsilon) = ak_z$ ,  $\alpha = (\perp, \parallel)$ ,  $A_r$  — постоянная механизма рассеяния [21]. Для вырожденного электронного газа время релаксации зависит от степени заполнения зоны  $Z(\varepsilon_F)$ ,  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми.

Для качественного и количественного описания эффекта НЭ мы используем уравнение Больцмана в  $\tau$ -приближении. Общее решение кинетического уравнения приведено в работе [22].

В слоистых структурах и сверхрешетках характер движения электронов в плоскости слоя и перпендикулярно ему существенно различен и направление магнитного поля влияет на явления переноса. В данной работе рассматривается случай, когда магнитное поле  $B = B_y$  и градиент температуры  $\nabla_x T$  расположены в плоскости слоя. При этом имеет место изменение траектории электрона в направлении оси сверхрешетки, где постоянная решетки больше, чем в плоскости слоя (геометрия задачи изображена на рис. 1). При такой геометрии задачи для компонент гальвано- и термомагнитных тензоров  $j_i = \sigma_{ij} E_j - \beta_{ij} \nabla_j T$ , используя энергетический спектр (1) и время релаксации (2) в выражениях для плотности тока и потока энергии

$$j_i = -\frac{em_\perp}{2\pi^2 \hbar^2 a} \int_0^{Z_0} dZ \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) P_i v_i^2 d\varepsilon_\perp, \quad (3)$$

$$w_i = \frac{m_\perp}{2\pi^2 \hbar^2 a} \int_0^{Z_0} dZ \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty (\varepsilon - \xi) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) P_i v_i^2 d\varepsilon_\perp, \quad (4)$$

где  $Z_0 = \pi$  при  $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \arccos(1 - \varepsilon_F/\varepsilon_0)$ ,  $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ ,  $P_i$  — компоненты импульса обобщенной силы [22], получим:

$$\sigma_{xx} = n_0 e^2 \left\langle \frac{\tau_\perp}{(1 + v_\perp v_\parallel)} \right\rangle, \quad \sigma_{xz} = n_0 e^2 \left\langle \frac{\tau_\perp v_\parallel}{(1 + v_\perp v_\parallel)} \right\rangle, \quad (5)$$

$$\beta_{xx} = -\frac{n_0 e}{T} \left\langle (\varepsilon_\perp - \xi) \frac{\tau_\perp}{(1 + v_\perp v_\parallel)} \right\rangle, \quad \beta_{xz} = -\frac{n_0 e}{T} \left\langle (\varepsilon_\perp - \xi) \frac{\tau_\perp v_\parallel}{(1 + v_\perp v_\parallel)} \right\rangle, \quad (6)$$

$$\sigma_{zz} = n_0 e^2 \left\langle \left\langle \frac{\tau_\parallel}{(1 + v_\perp v_\parallel)} \right\rangle \right\rangle, \quad \sigma_{zx} = n_0 e^2 \left\langle \left\langle \frac{\tau_\parallel v_\perp}{(1 + v_\perp v_\parallel)} \right\rangle \right\rangle, \quad (7)$$

$$\beta_{zz} = -\frac{n_0 e}{T} \left\langle \left\langle \frac{\tau_\parallel (\varepsilon - \xi)}{(1 + v_\perp v_\parallel)} \right\rangle \right\rangle, \quad \beta_{zx} = -\frac{n_0 e^2}{T} \left\langle \left\langle \frac{\tau_\parallel v_\perp (\varepsilon - \xi)}{(1 + v_\perp v_\parallel)} \right\rangle \right\rangle, \quad (8)$$

где

$$n_0 = \frac{m_\perp (\xi - \varepsilon_0)}{\pi^2 \hbar^2 a}, \quad v_\perp = \frac{eB}{m_\perp} \tau_\perp, \quad v_\parallel = \frac{eB}{m_\parallel} \tau_\parallel.$$

Скобки усреднения обозначают

$$\langle A \rangle = \frac{1}{\pi^2 \hbar^2 n_0 a} \int \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) A \varepsilon_\perp d\varepsilon_\perp dZ,$$

$$\langle\langle A \rangle\rangle = \frac{m_\perp}{m_{0\parallel}} \frac{\varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 n_0 a} \int \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) A \sin^2 Z d\varepsilon_\perp dZ.$$

Здесь  $f_0$  — функция распределения Ферми–Дирака; верхний предел интегрирования определяется степенью заполнения мини-зоны. Выражения (5)–(8) справедливы для произвольной степени вырождения электронного газа. Для вырожденного электронного газа  $\beta_{ik}$  определяется по формуле

$$\beta_{ik} = -\left(\frac{k_B}{e}\right) \frac{\pi^2}{3} k_B T \left. \frac{d\sigma_{ik}}{d\varepsilon_\perp} \right|_{\varepsilon_\perp = \varepsilon_F - \varepsilon_z}. \quad (9)$$

### 3. Коэффициент Нернста–Эттингсгаузена в сверхрешетках

Поперечный коэффициент НЭ ( $Q = -E_z/B_y \nabla_x T$ ) в продольном магнитном поле задается выражением

$$Q = \frac{1}{B} \frac{\beta_{zx} \sigma_{xx} - \beta_{xx} \sigma_{zx}}{\sigma_{xx} \sigma_{zz} + \sigma_{xz} \sigma_{zx}}. \quad (10)$$

а) При рассеянии на акустических фононах  $\beta_{zx} = 0$  (время релаксации не зависит от энергии) и коэффициент НЭ примет вид

$$Q = -\frac{1}{B} \frac{\beta_{xx} \sigma_{zx}}{\sigma_{xx} \sigma_{zz} + \sigma_{xz} \sigma_{zx}}. \quad (11)$$

Для вырожденного электронного газа после интегрирования по энергии в плоскости слоя  $\varepsilon_\perp$ , подставляя

формулы (5)–(8) в (11), получим общее выражение коэффициента НЭ

$$\frac{Q}{Q_0} = - \frac{\frac{k_B T}{\epsilon_0} \frac{1}{Z_0} \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{1 + \Omega^2 \tau_0^2 \cos Z}}{\int_0^{Z_0} \frac{\cos Z - \cos Z_0}{1 + \Omega^2 \tau_0^2} dZ + \Omega^2 \tau_0^2 \int_0^{Z_0} \frac{\cos Z (\cos Z - \cos Z_0) dZ}{1 + \Omega^2 \tau_0^2}} \quad (12)$$

Здесь

$$Q_0 = \frac{k_B}{e} \frac{\pi^2}{3} \frac{e \tau_0}{m_{\perp}}, \quad \tau_0 = \frac{\pi \hbar^3 \rho v^2 a}{E_F^2 k_B T m_{\perp} Z_0}, \quad \Omega = \frac{e B}{\sqrt{m_{\perp} m_{\parallel 0}}}$$

На основе формулы (12) была построена зависимость абсолютного значения  $Q/Q_0$  от степени заполнения зоны  $Z_0$  (рис. 1) и величины магнитного поля  $\nu = \Omega \tau_0$  (рис. 2; в углах рисунка изображены ферми-поверхности для квазидвумерного ( $\epsilon_F > 2\epsilon_0$  — гофрированный цилиндр) и квазитрехмерного ( $\epsilon_F < 2\epsilon_0$ ) электронного газа). Положение уровня Ферми определяет топологию поверхности Ферми, которая существенно влияет на поперечные термомагнитные эффекты [3].

Из рис. 1 видно, что в слабых магнитных полях имеет место значительное увеличение коэффициента НЭ при малых степенях заполнения зоны,  $\epsilon_F < 2\epsilon_0$  (малых концентрациях). Для открытой поверхности Ферми коэффициент НЭ в магнитном поле растет, а для закрытой — падает (рис. 2). Знак коэффициента НЭ при рассеянии на акустических фононах отрицателен, как и в трехмерном случае. Отметим, что в продольном магнитном поле (в отличие от перпендикулярного магнитного поля, где  $Q = 0$  [11]) коэффициент НЭ при рассеянии на акустических фононах не равен нулю.

Аналитические выражения для коэффициента НЭ удастся получить в пределах слабого и сильного магнитных полей:

$$Q = - \frac{k_B}{e} \frac{\pi^2}{3} \frac{e \tau_0}{m_{\perp}} \frac{Z_0}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \left( 1 - \Omega^2 \tau_0^2 \frac{\sin Z_0}{Z_0} \right), \quad (13)$$

$$Q = - \frac{k_B}{e} \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{e \tau_0}{m_{\parallel 0}} \right) \frac{k_B T}{\epsilon_0} \frac{1}{(u_{\parallel} B)^2} \frac{\ln(\operatorname{tg}(0.5Z_0 + 0.25\pi))}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0}. \quad (14)$$

В слабом магнитном поле коэффициент НЭ зависит от подвижности носителей тока в плоскости слоя  $u_{\perp} = \frac{e \tau_0}{m_{\perp}}$ , в то время как в сильном магнитном поле — от подвижности электронного газа перпендикулярно плоскости слоя  $u_{\parallel} = \frac{e \tau_0}{m_{\parallel 0}}$ .

б) При рассеянии на полярных оптических фононах время релаксации анизотропно: время релаксации в плоскости слоя и перпендикулярно ему по-разному зависит от компонент волнового вектора.

Подставляя (5)–(8) в формулу (10) для коэффициента НЭ вырожденного электронного газа при произвольном значении магнитного поля и степени заполнения зоны,

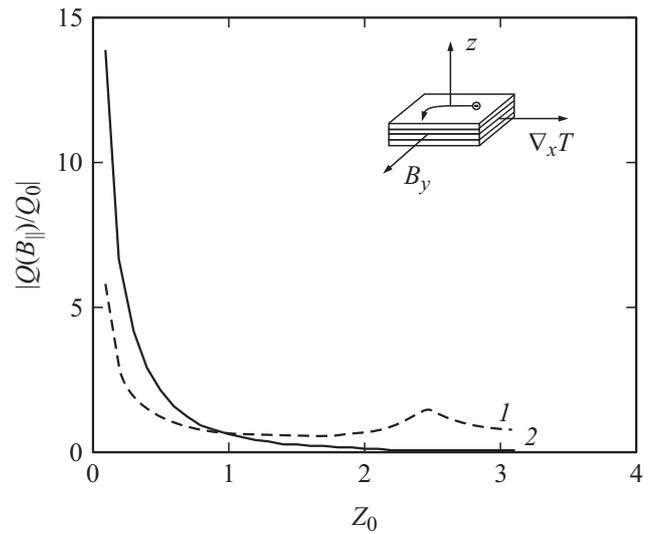


Рис. 1. Зависимость безразмерного коэффициента НЭ  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  от степени заполнения зоны  $Z_0$ : 1 — сильное магнитное поле ( $\nu = \Omega \tau_0 = 5$ ), 2 — слабое магнитное поле ( $\nu = \Omega \tau_0 = 0.5$ ).

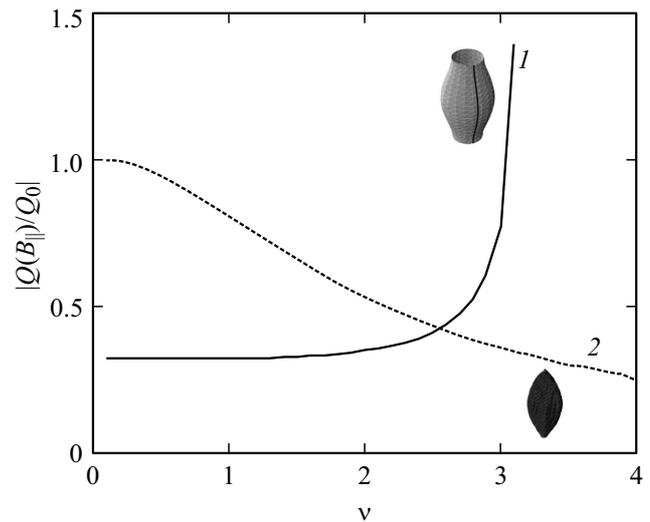


Рис. 2. Зависимость безразмерного коэффициента НЭ  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  от величины продольного магнитного поля  $\nu = \Omega \tau_0$ : 1 —  $Z_0 = \pi$ , 2 —  $Z_0 = \pi/2$ .

получим выражение

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\frac{3}{2Z_0} \left( \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) dZ}{Y(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X^{1/2}(Z) Z \sin^2 Z dZ}{Y^2(Z)} \right) - \frac{1}{2Z_0} \int_0^{Z_0} \frac{X^{3/2}(Z) Z \sin^2 Z dZ}{Y(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X(Z) (3 + Y(Z)) dZ}{Y^2(Z)}}{\int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) dZ}{Y(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X^{1/2}(Z) Z \sin^2 Z dZ}{Y(Z)} + \Omega^2 \tau_{\perp 0} \tau_{\parallel 0} \left( \frac{\epsilon_0}{k_B T} \right)^{3/2} \times \times \int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2}(Z) \cos Z dZ}{Y(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X^{3/2}(Z) Z \sin^2 Z dZ}{Y(Z)}} \quad (15)$$

Здесь

$$X(Z) = \cos Z - \cos Z_0,$$

$$Y(Z) = 1 + \Omega^2 \tau_{\perp 0} \tau_{\parallel 0} \left( \frac{\epsilon_0}{k_B T} \right)^{3/2} X^{3/2}(Z) Z \cos Z,$$

$$\tau_{\perp 0} = \frac{\hbar \kappa a}{e^2 Z_0};$$

$$\tau_{\parallel 0} = \frac{\hbar \kappa a}{e^2 Z_0} \sqrt{\frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}}} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{k_B T}},$$

$\kappa$  — диэлектрическая проницаемость кристалла.

Выражение (15) позволяет проанализировать зависимость коэффициента НЭ от степени заполнения зоны (рис. 3) и величины магнитного поля (рис. 4).

Из рис. 3 следует, что при малой степени заполнения зоны коэффициент НЭ  $Q$  принимает большие положительные значения, затем в окрестности  $Z_0 \approx \pi/2$  меняет знак и для квазидвумерного электронного газа ( $Z_0 = \pi$ ) снова становится положительным. В зависимости от степени заполнения зоны и магнитного поля знак эффекта может меняться в одном и том же образце. Знак коэффициента НЭ в анизотропных системах определяется параметром  $\nu = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} \frac{\tau_{\perp}}{\tau_{\parallel}}$ , т.е. зависимостью времени релаксации от энергии и анизотропией эффективной массы.

В сверхрешетках при рассеянии носителей тока на полярных оптических фононах время релаксации по-разному зависит от компонент волнового вектора  $k_{\perp}$  и  $k_{\parallel}$ . Кроме того, эффективные массы электронов вдоль и перпендикулярно слою отличаются,  $m_{\perp} < m_{\parallel}$ , причем  $m_{\parallel}$  зависит от волнового вектора  $k_{\parallel}$ . Таким образом, существуют две группы электронов с разными временами релаксации и эффективными массами при движении вдоль плоскости слоя и перпендикулярно ему, и продольное магнитное поле перепутывает эти движения.

Электроны движутся по различным циклотронным орбитам и соотношения между радиусом циклотронной орбиты и длиной свободного пробега для них отличны. Отметим, что в продольном магнитном поле коэффициент Холла квазидвумерного электронного газа также меняет знак (что объясняется в работе [22] отрицательной эффективной массой электронов  $m_{\parallel}$ ).

Асимптотика коэффициента НЭ в слабом и сильном магнитном поле имеет вид соответственно:

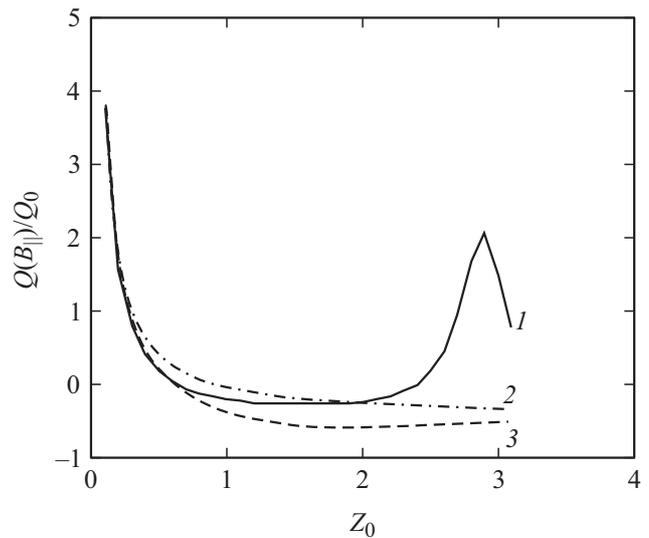
$$Q = Q_0 \frac{1}{Z_0} \left[ \frac{3}{2} + 2 \frac{(\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0) \cos Z_0}{0.5 Z_0 - 0.75 \sin 2Z_0 + Z_0 \cos^2 Z_0} \times \left( 1 + \frac{2}{3 Z_0 \sin Z_0} \right) \right], \quad (16)$$

$$Q = -Q_0 \frac{1}{2Z_0} \left( \frac{k_B T}{\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{u_{\perp} u_{\parallel 0} B^2} \frac{I_{-1, -1, -1/2}}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0}, \quad (17)$$

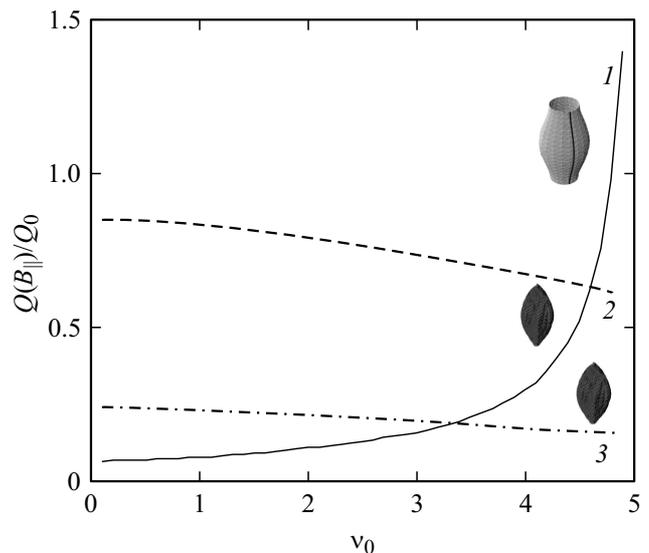
где

$$I_{klm} = \int_0^{Z_0} Z^k \cos^l Z (\cos Z - \cos Z_0)^m dZ,$$

$u_{\parallel}$  — подвижность в плоскости слоя.



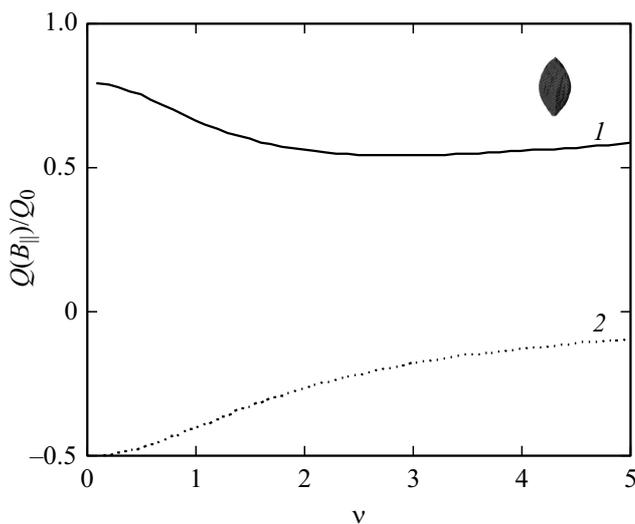
**Рис. 3.** Зависимость безразмерного коэффициента НЭ  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  от степени заполнения зоны: 1 —  $\nu_0 = \Omega \sqrt{\tau_{0\perp} \tau_{0\parallel}} = 4.5$ , 2 —  $\nu_0 = 1$ , 3 —  $\nu = 0.5$ .



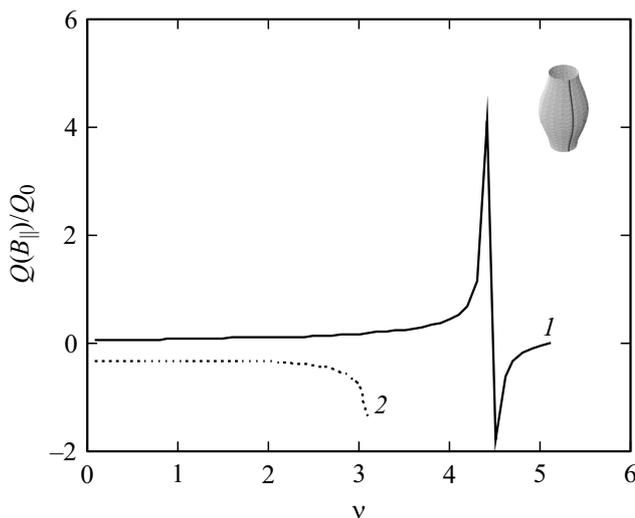
**Рис. 4.** Зависимость безразмерного коэффициента НЭ  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  от степени заполнения зоны: 1 —  $Z_0 = \pi$ , 2 —  $Z_0 = \pi/3$ , 3 —  $Z_0 = \pi/2$ .

Из (16)–(17) следует, что большое значение коэффициента НЭ является следствием высокой подвижности носителей тока в сверхрешетках (например, в GaAs/AlGaAs  $u_{\perp} = 9.5 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с,  $u_{\parallel} = 7.5 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/В·с [23]) и зависит от положения уровня Ферми [12]; в сильном магнитном поле  $Q$  принимает отрицательные значения. В зависимости от топологии ферми-поверхности коэффициент НЭ имеет особенность (формула (17)).

Сравнение зависимости коэффициента НЭ от магнитного поля при рассеянии электронов проводимости на акустических и полярных оптических фононах приведе-



**Рис. 5.** Зависимость безразмерного коэффициента НЭ  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  от величины магнитного поля для квазитрехмерного электронного газа: 1 — при рассеянии на полярных оптических фононах, 2 — при рассеянии на акустических фононах.



**Рис. 6.** Зависимость безразмерного коэффициента НЭ  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  от величины магнитного поля для квазидвумерного электронного газа: 1 — при рассеянии на полярных оптических фононах, 2 — при рассеянии на акустических фононах.

но для квазитрехмерного и квазидвумерного электронного газа (рис. 5, 6 соответственно).

Из рис. 5 и 6 видно, что  $Q$  квазитрехмерного электронного газа при рассеянии на акустических и полярных оптических фононах имеет разный знак, в то время как в квазидвумерном случае в сильном магнитном поле знак одинаков. Смена знака  $Q$  при рассеянии на оптических фононах имеет место при  $\nu_0 = 4.5$ , что для вышеприведенных подвижностей сверхрешеток GaAs/AlGaAs с  $a = 5$  нм соответствует значению магнитного поля  $B \approx 0.5T$  (при выполнении условия  $\hbar\omega < k_B T$ ). Смена знака в концентрационной зависимости  $Q$  в слоистых

кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  наблюдалась в работе [17]. Проведенный нами расчет коэффициента НЭ при рассеянии носителей тока на слабо экранированных ионах примеси показал, что и в перпендикулярном плоскости слоя слабом магнитном поле коэффициент НЭ меняет знак.

Следует отметить, что на критерии сильного и слабого магнитного поля влияют параметры сверхрешетки  $a$ ,  $\epsilon_0$  и механизм рассеяния.

#### 4. Заключение

В работе вычислен коэффициент НЭ электронного газа с косинусоидальным законом дисперсии в магнитном поле, параллельном плоскости слоя, при рассеянии носителей тока на акустических и полярных оптических фононах. Получены аналитические выражения для коэффициента НЭ вырожденного квазидвумерного и квазитрехмерного электронного газа в сильном и слабом магнитном поле. В слабом магнитном поле процессы рассеяния существенны и в случае закрытой поверхности Ферми имеет место увеличение коэффициента НЭ по модулю, причем для рассеяния на акустических фононах это увеличение почти в 3 раза больше, чем при рассеянии на полярных оптических фононах. Это связано с тем, что коэффициент НЭ в слабом поле прямо пропорционален большой подвижности носителей тока в плоскости слоя. В сильном магнитном поле коэффициент НЭ принимает малые значения и когда радиус циклотронной орбиты становится порядка постоянной сверхрешетки, имеет место инверсия знака при рассеянии на оптических фононах в случае открытой ферми-поверхности, что объясняется наличием двух групп электронов с различной зависимостью времен релаксации от волнового вектора и анизотропией эффективной массы. Коэффициент НЭ квазидвумерного электронного газа (открытая ферми-поверхность) увеличивается с ростом магнитного поля, в то время как для квазитрехмерного (закрытая ферми-поверхность) — он уменьшается.

#### Список литературы

- [1] Y.M. Zuev, W. Chang, P. Kim. Phys. Rev. Lett., **102**, 096807 (2009).
- [2] J.G. Checkelsky, N.P. Ong. Phys. Rev. B, **80**, 081413(R) (2009).
- [3] Z. Zhu, H. Yang, B. Fauque, Y. Kopelevich, K. Behnia. Nature Phys., **6**, 26 (2009).
- [4] J. Oji. J. Phys. C, **17**, 3059 (1984).
- [5] I.A. Lukyanchuk, Y. Kopelevich. Phys. Rev. Lett., **93**, 166402 (2004).
- [6] I.A. Lukyanchuk, A.A. Varlamov, A.V. Kavokin. Phys. Rev. Lett., **107**, 016601 (2011).
- [7] K. Behnia, M.A. Méasson, Y. Kopelevich. Phys. Rev. Lett., **98**, 166602 (2007).
- [8] R. Fletcher. Semicond. Sci. Technol., **14**, R1 (1999).
- [9] V.P. Gusynin, V.M. Loktev, I.A. Luk'yanchuk, S.G. Sharapov, A.A. Varlamov. Low Temp. Phys., **40**, 355 (2014).

- [10] E.H. Hwang, E. Rossi, S. Das Sharma. Phys. Rev. B, **80**, 235415 (2009).
- [11] X. Zianni, P.N. Butcher, M.J. Kearney. Phys. Rev. B, **49**, 7520 (1994).
- [12] X.Z. Yan, C.S. Ting. Phys. Rev. B, **81**, 155457 (2010).
- [13] S. Goswami, C. Siegert, M. Pepper, I. Farrer, D.A. Ritchie, A. Ghosh. Phys. Rev. B, **83**, 073302 (2011).
- [14] A. Nogaret. Phys. Rev. B, **66**, 125302 (2002).
- [15] T. Liang, Q. Gibson, J. Xiong, M. Hirschberger, S.P. Koduvayur, R.J. Cava, N.P. Ong. Nature Commun., **4**, 2696 (2013).
- [16] С.А. Немов, М.К. Житинская, Л.Е.Шелимова, Т.Е. Свечникова. ФТТ, **50**, 1166 (2008).
- [17] М.К. Житинская, С.А. Немов, Т.Е. Свечникова. ФТП, **31**, 441 (1997).
- [18] O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, R.A.Hasan. Low Temp. Phys., **32**, 1154 (2006).
- [19] O. Galbova, O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky. Low Temp. Phys., **39**, 602 (2013).
- [20] B.M. Askerov, B.I. Kuliev, S.R. Figarova, I.R. Gadirova. J. Phys.: Condens. Matter, **7**, 843 (1995).
- [21] B.M. Askerov, S.R. Figarova. *Thermodynamics, Gibbs method and Statistical Physics of Electron Gases* (Springer, Heidelberg 2010).
- [22] S.R. Figarova, V.R. Figarov. Phil. Mag. Lett., **87**, 373 (2007).
- [23] С.И. Борисенко. ФТП, **36**, 861 (2002).

Редактор А.Н. Смирнов

## Transverse Nernst–Ettingshausen effect in superlattices for electron-phonon scattering

S.R. Figarova<sup>1</sup>, H.I. Huseynov<sup>2</sup>, V.R. Figarov<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics, Baku State University, AZ-1148 Baku, Azerbaijan

<sup>2</sup> Azerbaijan University of Architecture and Construction, AZ-1073 Baku, Azerbaijan

<sup>3</sup> Institute of Physics, AZ-1143 Baku, Azerbaijan

**Abstract** The Nernst–Ettingshausen coefficient is calculated in superlattices with cosine dispersion law for scattering of current carriers by acoustic and polar optic phonons in magnetic field in the layer plane. Significant increase in Nernst–Ettingshausen coefficient of degenerate quasi-three-dimensional electron gas in a weak magnetic field has been shown. For polar optic phonon scattering, the Nernst–Ettingshausen coefficient sign inversion takes place in a strong magnetic field.