Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 7, стр. 469 – 473 5 октября 1973 г.

ГИГАНТСКИЕ ЗОНДГЕЙМЕРОВСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ПОСТОЯННОЙ НЕРНСТА ПРИ УВЛЕЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ФОНОНАМИ

В.А.Козлов

Как показал в свое время Зондгеймер [1], проводимость тонких пленок во внешних магнитных полях осциллирует как функция параметра $\beta = d/r_H$, где d – характерный поперечный размер образца, r_H – радиус кривизны траектории электрона в магнитном поле. Естественно ожидать, что аналогичные осцилляции должны испытывать и другие кинетические коэффициенты, в частности термоэлектрические и термомагнитные. Однако в полупроводниках и полуметаллах при низких температурах последние, в основном, определяются эффектом увлечения электронов фононами, что придает им определенную специфику по сравнению с картиной, рассмотренной Зондгеймером. В настоящей работе показано, что даже в отсутствие эффекта увлечения зондгеймеровские осцилляции постоянной Нернста могут быть настолько велики, что она может стать знакопеременной. Однако эффект увлечения может повысить амплитуду этих осцилляций на несколько порядков.

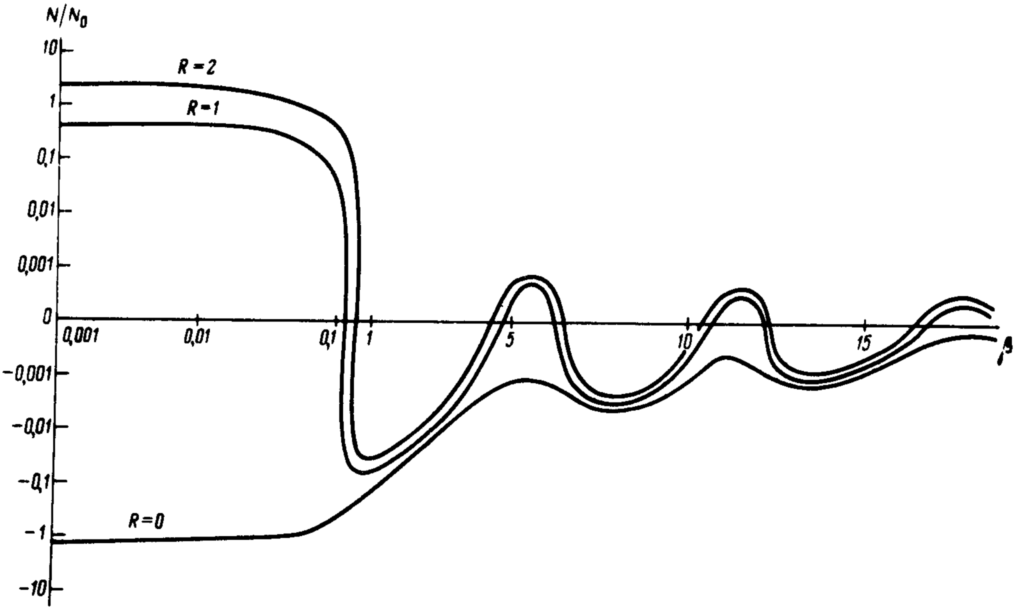

Рис. 1. Зависимость постоянной Нернста в относительных единицах от параметра $\beta = d/r_H$ без увлечения, $g = d/\Lambda$ = 0,02

Рассматривается изотропный образец в виде плоскопараллельной пластины толщины d, ограниченной по оси z и бесконечной по осям x и y. Магнитное поле направлено по оси z. Градиент температур – по оси x. Кинетические уравнения для электронов и фононов при наличии магнитного поля и градиента температур имеют вид:

$$\frac{\partial f_p^1}{\partial z} + \frac{\ell}{v_z}\left\{E + \frac{1}{c}[v\ H]\right\}\nabla_p f_p + \frac{(v\nabla_r f_p^o)}{v_z} = -\frac{f_p^1}{\tau_p v_z} + \hat{D}^1\{f_p^o, F_q^1\}, \quad (1)$$

$$s\frac{\partial F_q^1}{\partial z} s\nabla T\frac{\partial F_q^o(\omega)}{\partial T} = \hat{I}\{F_q\}, \quad (2)$$

где положено:

$$f_p = f_p^o + f_p^1, \quad f_p^1 = (v_x\Psi_x + v_y\Psi_y), \quad F_q = F_q^o + F_q^1.$$

В формулах (1), (2) символами F^{o}_{q}, f^{o}_{p} – обозначены равновесные функции распределения фононов и электронов соответственно, F^{1}_{q} и f^{1}_{p} – обозначают неравновесные добавки. Оператор $\hat{D}^{1}$ описывает эффект увлечения электронов фононами, $\hat{I}\{F_q\}$ – интеграл столкновений в фононной системе, s – скорость звука, τ_p – время релаксации электронов при условии, что фононы находятся в равновесии. Граничные условия к уравнениям (1), (2) соответствуют диффузному отражению.

В отсутствие увлечения электронов фононами рассмотрение Зондгеймера [1] без труда обобщается на случай наличия градиента температур. Решение уравнения (1) с учетом сказанного выше имеет вид:

$$g = \frac{\tau_p}{(1 + i\omega^* \tau_p) m^* v}\left[e\mathcal{E} + \frac{\epsilon - \mu}{T}\nabla T\right]\left\{1 - F(v)\exp\left[-\frac{(1 + i\omega^* \tau_p)}{\tau_p v_z} z\right]\right\}, \quad (3)$$

где

$$g = \Psi_x - i\Psi_y, \quad \mathcal{E} = E_x - iE_y, \quad \omega^* = \frac{eH}{m^* c}, \quad \nabla T = \nabla_x T - i\nabla_y T.$$

Функция $F(v)$ определяется из граничных условий. При вычислении тока с помощью выражения (3) следует учесть, что $J = J_x - iJ_y$.

Для постоянной Нернста получается выражение:

$$N = \frac{\pi^2}{3}\frac{k^2 T}{e\mu H}\left\{\frac{\frac{d}{d\epsilon}\mathrm{Re}\, q(S)\, iM q(S) - \frac{d}{d\epsilon} iM q(S)\, \mathrm{Re}\, q(S)}{\mathrm{Re}^2 q(S) + iM^2 q(S)}\right\}\Bigg|_{\epsilon = \epsilon_F}. \quad (4)$$

Здесь Re и iM – действительная и мнимая часть функции Зондгеймера $q(S)$ [1], $S = (d/\Lambda) + i(d/r_H)$, Λ – длина пробега электронов.

Расчет зависимости коэффициента Нернста от параметров $g = d/\Lambda$ и β произведен на ЭЦВМ "Минск-22". При этом предполагалось, что длина свободного пробега электронов степенным образом зависит от энергии $\Lambda \sim \epsilon^R$. Ниже приводятся результаты расчета для трех значений параметра $R = 0;\ 1;\ 2$. На рисунках 1,2 представлены зависимости N/N_o в относительных единицах от параметра β для двух значений $d/\Lambda = 0{,}02$ и $0{,}1$ где

$$N_o = \frac{\pi^2}{3}\,\frac{k^2 T d}{\mu m^* c v_F}.$$

При учете эффекта увлечения будет предполагаться, что основным механизмом рассеяния фононов является их взаимодействие друг с другом и границами образца, а не с электронами (отсутствие насыщения по Херрингу [2]). Как показывает эксперимент, фонон-фононные процессы являются определяющими в достаточно чистых образцах такого типичного полуметалла как Bi вплоть до температур порядка 1^{o}K [3]. В соответствии со сказанным под $\hat{I}\{F_q\}$ в уравнении (2) следует понимать интеграл столкновений фононов друг с другом. Малая концентрация электронов проводимости позволяет также не учитывать обратного влияния электронов на фононную систему.

Совместное решение системы (1), (2) приводит к громоздкому выражению для вклада в постоянную Нернста эффекта увлечения, которое здесь не приводится. Результаты численных расчетов представлены на рис. 3. Зависимость от магнитного поля была рассчитана при тех же значениях параметров, что и для случая обычного эффекта Нернста, при длине свободного пробега фононов равной $100\,d$ и $g = d/\Lambda = 0{,}1$.

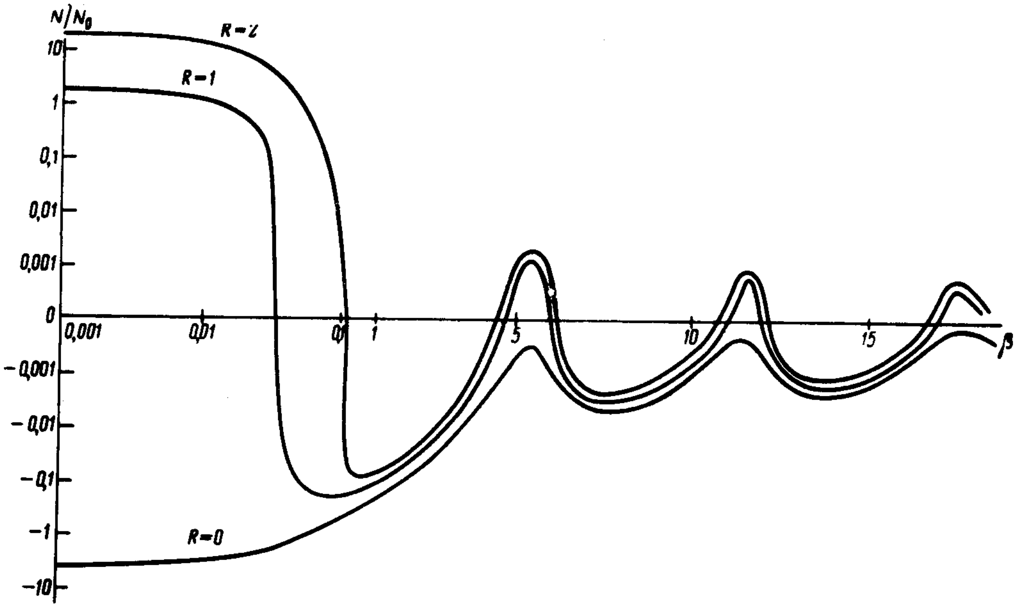

Рис. 2. Зависимость постоянной Нернста в относительных единицах от параметра $\beta = d/r_H$ без увлечениях $g = d/\Lambda = 0{,}1$

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что в области малых полей знак коэффициента Нернста, как и следовало ожидать, определяется параметром рассеяния $(R - 1/2)$ и его величина не зависит от поля. Далее с ростом поля постоянная Нернста падает примерно как H^{-2} и осциллирует. Причем для значений параметра $R = 1{,}2$ осцилляции сопровождаются изменением знака. Период осцилляций постоянен и равен примерно 2П. Эффект увлечения весьма увеличивает амплитуды осцилляции, примерно в $m^* s v_F \ell_0 / kT\Lambda$ раз, т.е. на несколько порядков при типичных значениях параметров в этом выражении. Таким образом осцилляции постоянной Нернста с увеличением магнитного поля в условиях увлечения электронов фононами могут быть гигантскими. Их величина определяется фактически отношением длин свободного пробега электронов и фононов.

Физически причина этого эффекта заключается в том, что он представляет собой одновременную реализацию эффектов Л.Э.Гуревича и Зондгеймера. Первый из них, как известно, связан с тем, что степень неравновесности фононов при наличии градиента температур значительно выше, чем электронов, так как длинноволновые фононы рассеиваются очень слабо ($\ell_0 > \Lambda$). Этот поток фононов воздействует на электроны, которые претерпевают отражение на поверхности с одновременным закручиванием их орбит. Поскольку сами фононы магнитного поля не чувствуют, они просто усиливают не зондгеймеровские осцилляции, которые были бы и в отсутствие эффекта увлечения.

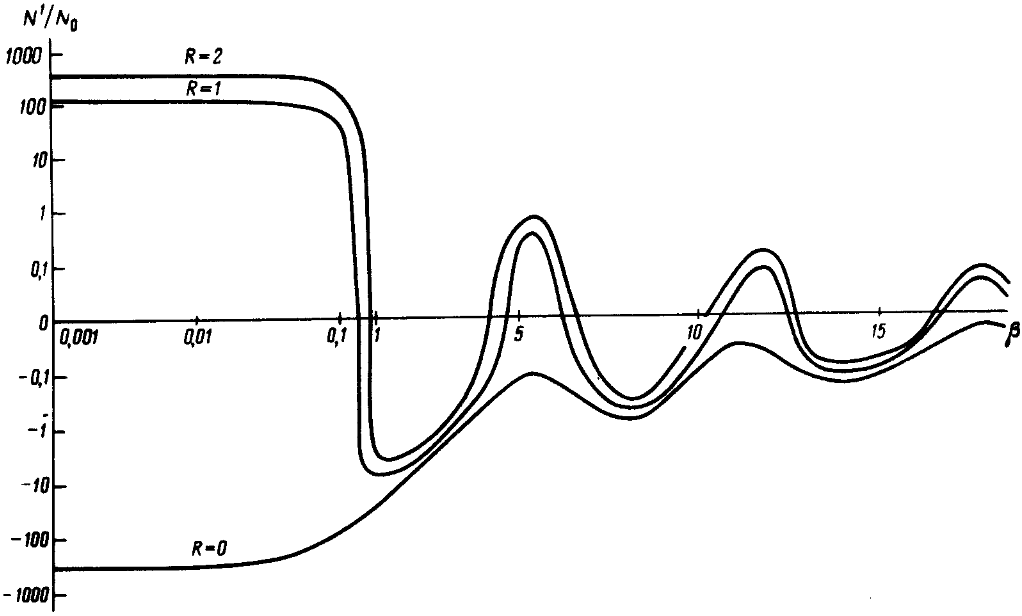

Рис. 3 Зависимость постоянной Нернста в относительных единицах от параметра $\beta = d/r_H$ в условиях увлечения, $g = d/\Lambda = 0,1$

Полученные результаты дают основание надеяться, что исследования эффекта Нернста в массивных образцах в условиях размерного классического эффекта (возможность получения последних обсуждалась в [3,4]) могут способствовать выяснению механизма рассеяния носителей тока. Исследования амплитуды осцилляций в зависимости от толшины пластины в условиях эффекта увлечения позволят, как нам кажется, оценить длину пробега фононов при независимых измерениях длин пробегов электронов. Сам по себе факт возможности изменения знака постоянной Нернста также представляется нетривиальным.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Э.Л.Нагаеву за постановку задачи и обсуждение результатов. Он также благодарен В.М.Матвееву за помощь в проведении численных расчетов и дискуссии.

Поступила в редакцию
16 мая 1973 г.
После переработки
31 августа 1973 г.

Литература

[1] E.H.Sondheimer. Phys. Rev., 80, 401, 1950.

[2] C.Herring. Phys. Rev., 96, 1163, 1954.

[3] В.Н.Копылов, Л.П.Межов-Деглин. Письма в ЖЭТФ, 14, 32, 1971.

[4] В.Н.Копылов, Л.П.Межов-Деглин. ФТТ, 15, 13, 1973.