Физика низких температур, 2004, т. 30, № 11, с. 1166–1168

Осцилляции проводимости двумерного электронного газа в присутствии микроволнового излучения

А.Е. Патраков, И.И. Ляпилин

Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620219, Россия
E-mail: Lyapilin@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 1 июня 2004 г.

В рамках кинетического уравнения Больцмана рассмотрена проводимость двумерных электронов в присутствии микроволнового излучения в магнитных полях, где не проявляются обычные осцилляции Шубникова—де Гааза. Показано, что в этих условиях микроволновое излучение приводит к реализации нового типа осцилляций компонент тензора проводимости.

У рамках кінетичного рівняння Больцмана розглянуто провідність двовимірних електронів у присутності мікрохвильового випромінювання в магнітних полях, де не виявляються звичайні осциляції Шубнікова—де Гааза. Показано, що в цих умовах мікрохвильове випромінювання приводить до реалізації нового типу осциляцій компонент тензора провідності.

PACS: 73.50.Pz

Интерес к теоретическим исследованиям нелинейных явлений переноса в двумерных электронных системах возрос в связи с появлением новых экспериментальных данных, полученных на очень чистых образцах (характерные значения подвижности электронов $\mu = (1{,}5 - 2{,}5)\cdot 10^7$ см^2/(В·с), концентрация электронов $n_e \sim 3\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$). В экспериментах, выполненных двумя независимыми группами [1,2], обнаружено, что в присутствии микроволнового излучения в двумерных системах при большом числе заполнения проявляются осцилляции продольного магнитосопротивления ρ_{xx} в той области изменения магнитного поля, где обычные осцилляции Шубникова—де Гааза не наблюдаются. В то же время недиагональная компонента ρ_{xy} оказывается нечувствительной к внешнему излучению.

Наиболее важной особенностью этих экспериментальных результатов является то, что эффект наблюдается при условиях

$$\hbar/\tau << T \simeq \hbar\omega_c \le \hbar\omega << \zeta \ ,$$

из которых следует его квазиклассическая природа. Здесь τ — время релаксации импульса, ω и ω_c — частота излучения и циклотронная частота, ζ — энергия Ферми, T — температура, выраженная в энергетических единицах. Эксперименты [1,2] привлекли к себе повышенное внимание, и за сравнительно короткий промежуток времени вышло много статей, в которых обсуждались различные аспекты наблюдаемых эффектов [3–5].

В настоящей работе исходя из кинетического уравнения Больцмана рассмотрим диагональные σ_{xx} и недиагональные σ_{xy} компоненты тензора проводимости, полагая, что основным механизмом рассеяния электронов является упругое рассеяние на примесях. Переменное поле излучения учтем как воздействие, вызывающее переходы между уровнями Ландау. Покажем, что учет этих обстоятельств достаточен для реализации указанных выше осцилляций.

Неравновесность распределения электронов по импульсам обусловлена как постоянным $\mathbf{E}_{\rm dc}$, так и переменным $\mathbf{E}_{\rm ac}$ электрическими полями. Поэтому имеем

$$\left.\frac{\partial f(\mathbf{p})}{\partial t}\right|_{E_{\rm ac}} - e\mathbf{E}_{\rm dc}\frac{\partial f(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} - \frac{e}{mc}[\mathbf{p}\times\mathbf{H}]\frac{\partial f(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = I_s[f(\mathbf{p})] \, . \qquad (1)$$

Первое слагаемое в левой части уравнения (1) — скорость изменения функции распределения электронов под действием излучения за счет переходов между уровнями Ландау:

$$\left.\frac{\partial f(\mathbf{p})}{\partial t}\right|_{E_{\rm ac}} = \sum_{\mathbf{p}'} w_{\mathbf{pp}'}\{f(\mathbf{p}')[1-f(\mathbf{p})] - f(\mathbf{p})[1-f(\mathbf{p}')]\}\,. \tag{2}$$

Здесь $w_{\mathbf{pp}'}$ — вероятность перехода электрона под действием излучения из состояния с кинетическим импульсом $\mathbf{p}$ в состояние с кинетическим импульсом $\mathbf{p}'$ за единицу времени. Второе и третье слагаемые в левой части уравнения (1) определяют скорость изменения функции распределения за счет силы, действующей на электроны со стороны постоянных электрического и магнитного полей. Правая часть представляет собой интеграл столкновений.

Представим неравновесную функцию распределения электронов в виде:

$$f(\mathbf{p}) = f_0(\varepsilon(\mathbf{p})) + \mathbf{p}\mathbf{g}(\varepsilon(\mathbf{p}))\,, \tag{3}$$

где $\mathbf{g}(\varepsilon(\mathbf{p}))$ — неизвестная векторная функция, зависящая только от энергии.

Уравнение для нахождения $\mathbf{g}(\varepsilon)$ получается подстановкой функции распределения (3) в кинетическое уравнение (1). Имеем

$$\sum_{\mathbf{p}'} w_{\mathbf{pp}'}[f_0(\varepsilon') - f_0(\varepsilon) + \mathbf{p}'\mathbf{g}(\varepsilon') - \mathbf{p}\mathbf{g}(\varepsilon)] - \\ - \frac{e}{m}\mathbf{E}_{\rm dc}\mathbf{p}\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} - \frac{e}{mc}[\mathbf{p}\times\mathbf{H}]\,\mathbf{g}(\varepsilon) = -\frac{\mathbf{p}\mathbf{g}(\varepsilon)}{\tau(p)}\,. \tag{4}$$

Члены, пропорциональные второй и более высоким степеням $E_{\rm dc}$, опущены по причине их малости.

Решение уравнения (4) будем искать в виде суммы члена, не зависящего от мощности излучения, и линейного по $w_{\mathbf{pp}'}$ слагаемого. Примем во внимание, что основное действие переменного поля сводится к изменению энергии (а не импульса) электронов. Кроме того, для простоты будем полагать, что время релаксации не зависит от импульса ($\tau(p) = \tau = \mathrm{const}$). Имеем

$$\mathbf{g}(\varepsilon) = \mathbf{g}_0(\varepsilon) - \left(\frac{\tau}{1+\omega_c^2\tau^2}\right)^2 \frac{e}{m}\{(1-\omega_c^2\tau^2)\mathbf{E}_{\rm dc} + 2\tau[\omega_c\times\mathbf{E}_{\rm dc}]\}\times \\ \times \sum_{\mathbf{p}'} w_{\mathbf{pp}'}\left(\frac{\partial f_0(\varepsilon')}{\partial\varepsilon'} - \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}\right), \tag{5}$$

где

$$\mathbf{g}_0 = \frac{\tau}{1+\omega_c^2\tau^2}\frac{e}{m}\{\mathbf{E}_{\rm dc} + \tau[\omega_c\times\mathbf{E}_{\rm dc}]\}\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}\,. \tag{6}$$

Здесь $\omega_c = (e\mathbf{H})/(mc)$ и учтено, что $\mathbf{E}_{\rm dc}\perp\mathbf{H}$.

Принимая во внимание, что изменение энергии электрона в результате взаимодействия с переменным электрическим полем составляет $\pm\hbar\omega$, из уравнения (5) получаем

$$\mathbf{g}(\varepsilon) = \mathbf{g}_0(\varepsilon) - \left(\frac{\tau}{1+\omega_c^2\tau^2}\right)^2 \frac{e}{m}\{(1-\omega_c^2\tau^2)\mathbf{E}_{\rm dc} + 2\tau[\omega_c\times\mathbf{E}_{\rm dc}]\}\times \\ \times\sum_{\pm}\rho(\varepsilon\pm\hbar\omega)w_{\pm}\left(\frac{\partial f_0(\varepsilon\pm\hbar\omega)}{\partial\varepsilon} - \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}\right). \tag{7}$$

$$w_{\pm}\propto E_{\rm ac}^2\ell^2\left|\langle n\pm 1|x|n\rangle\right|^2 \propto E_{\rm ac}^2 n/\omega_c \propto E_{\rm ac}^2\varepsilon_n/\omega_c^2\,,$$

$E_{\rm ac}$ — амплитуда переменного электрического поля с частотой ω, $\rho(\varepsilon)$ — плотность состояний, $\ell = \sqrt{\hbar/(m\omega_c)}$ — магнитная длина.

Используя найденную поправку к функции распределения, вычислим плотность тока, вызванную излучением:

$$\mathbf{j} = -\frac{2e}{(2\pi\hbar)^2\rho_0}\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} p'\,dp'\,d\varphi\;\rho(\varepsilon')\mathbf{p}'(f_0(\varepsilon') + \mathbf{p}'\mathbf{g}(\varepsilon')), \tag{8}$$

где $\rho_0 = m/(2\pi\hbar^2)$ — плотность состояний без магнитного поля, приходящаяся на один спин. Подставляя явный вид $\mathbf{g}$ из (7) в (8), для диагональной компоненты тензора проводимости при условии сильного вырождения находим

$$\sigma_{xx}^{\rm ph} \propto -\frac{\tau^2(\omega_c^2\tau^2-1)}{\omega_c^2(1+\omega_c^2\tau^2)^2}\rho(\zeta)\times \\ \times\sum_{\pm}[\zeta^2\rho(\zeta\pm\hbar\omega) - (\zeta\mp\hbar\omega)^2\rho(\zeta\mp\hbar\omega)]\,. \tag{9}$$

Идеальная двумерная система в перпендикулярном магнитном поле характеризуется дискретным энергетическим спектром, которому соответствует плотность состояний в виде совокупности дельта-функций. Наличие случайного потенциала примесей приводит к тому, что разные точки в пространстве становятся неравноправными и энергия электрона в магнитном поле начинает зависеть от положения центра циклотронной орбиты. Это приводит к уширению пиков на плотности состояний. Будем полагать, что уровни Ландау имеют лоренцеву форму с шириной Γ, не зависящей от магнитного поля. Экспериментально реализуется ситуация с большим числом заполненных уровней Ландау ($\zeta >> \hbar\omega_c$), что позволяет представить выражение для плотности состояний в следующем виде:

$$\rho(\varepsilon) = [\hbar\omega_c\pi\ell^2(\cos^2\frac{\pi\varepsilon}{\hbar\omega_c}\tanh\frac{\pi\Gamma}{\hbar\omega_c} + \sin^2\frac{\pi\varepsilon}{\hbar\omega_c}\coth\frac{\pi\Gamma}{\hbar\omega_c})]^{-1}. \tag{10}$$

В пределе слабых магнитных полей выражение (10) сводится к виду:

$$\rho(\varepsilon) = \rho_0\left(1 - \delta\cos\left(\frac{2\pi\varepsilon}{\hbar\omega_c}\right)\right),\ \delta = 2\exp\left(-\pi/(\omega_c\tau_f)\right) << 1 \tag{11}$$

($\tau_f = 1/\Gamma$ — одночастичное время релаксации без магнитного поля) [6]. С учетом этого, для компонент тензора проводимости получаем

$$\sigma_{xx}^{\mathrm{ph}} - \sigma_{xx}^{\mathrm{ph},SdH} \propto \frac{\omega^2\tau^2(\omega_c^2\tau^2 - 1)}{\omega_c^2(1+\omega_c^2\tau^2)^2}\delta^2 \cos\frac{2\pi\omega}{\omega_c}\,. \quad (12)$$

Обозначая через коэффициент A (который пропорционален мощности излучения) все сомножители, входящие в $\sigma_{xx}^{\mathrm{ph}} - \sigma_{xx}^{\mathrm{ph},SdH}$, за исключением $(\omega_c^2\tau^2 - 1)\cos(2\pi\omega/\omega_c)$, имеем

$$\sigma_{xx}^{\mathrm{ph}} - \sigma_{xx}^{\mathrm{ph},SdH} = A(\omega_c^2\tau^2 - 1)\cos\frac{2\pi\omega}{\omega_c}\,. \quad (13)$$

Аналогичные вычисления для холловской фотопроводимости дают следующий результат:

$$\sigma_{xy}^{\mathrm{ph}} - \sigma_{xy}^{\mathrm{ph},SdH} = 2A\omega_c\tau\cos\frac{2\pi\omega}{\omega_c}\,. \quad (14)$$

Из выражений (13), (14) следует, что как диагональная, так и недиагональная компоненты проводимости с участием фотонов дают начало медленным осцилляциям как функции обратного магнитного поля: $\propto \cos(2\pi\omega/\omega_c)$. Обычные осцилляции Шубникова—де Гааза, обозначенные в совокупности через $\sigma^{\mathrm{ph},SdH}$, содержат множители $\cos(2\pi\zeta/\hbar\omega_c)$ или $\cos(4\pi\zeta/\hbar\omega_c)$ и в силу неравенства $T \simeq \hbar\omega << \zeta$ быстро затухают.

Поскольку компоненты тензора проводимости известны, нетрудно найти выражения для диагональных и недиагональных компонент магнитосопротивления, которые обычно измеряют в эксперименте. Получаем

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \frac{1}{\sigma_{xx}^0(1+\omega_c^2\tau^2)} + \frac{A}{(\sigma_{xx}^0)^2}\cos\frac{2\pi\omega}{\omega_c} + O(A^2)\,, \quad (15)$$

$$\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = -\frac{\omega_c\tau}{\sigma_{xx}^0(1+\omega_c^2\tau^2)} + O(A^2)\,. \quad (16)$$

Как следует из приведенных выше выражений, недиагональные компоненты магнитосопротивления ρ_{xy}, в отличие от диагональных ρ_{xx}, не зависят от излучения, что и наблюдается в экспериментах [1,2].

1. M.A. Zudov, R.R. Du, L.W. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 046807 (2003).
2. R.G. Mani, J.H. Smet, K. von Klitzing, and W.B. Jonson, *Nature* **420**, 646 (2002).
3. A.C. Durst, S. Sachdev, N. Read, and S.M. Girvin, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 086803 (2003).
4. L.A. Dmitriev, M.G. Vavilov, I.L. Aleiner, A.D. Mirlin, and D.G. Polyakov, *arxiv:cond-mat/0310668* (2003).
5. S. A. Mikhailov, *arxiv:cond mat/0303130* (2003).
6. T. Ando, A.B. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).

Oscillations of 2DEG conductivity coefficients in magnetic field under microwave irradiation

A.E. Patrakov and I.I. Lyapilin

It is known that under microwave irradiation in 2D electron systems with high filling factors oscillations of longitudinal magnetoresistance appear in the range of magnetic fields where ordinary SdH oscillations are suppressed. A simple quasiclassical model of these new oscillations based on the Boltzmann kinetic equation is proposed.