Физика низких температур, 1995, т. 21, № 1, с. 114–116

Письма редактору

УДК 537.3

Новый кинетический эффект при межэлектронных столкновениях в двумерном электронном газе

Р. Н. Гуржи, А. Н. Калиненко, А. И. Копелиович

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

Статья поступила в редакцию 27 октября 1994 г.

Показано, что в вырожденном двумерном электронном газе (2*D*ЭГ) наряду с пуазейлевским течением возможно существование нового гидродинамического эффекта, связанного с одномерной диффузией носителей заряда. В результате область существования обратного температурного хода электросопротивления существенно расширяется. По-видимому, именно этот эффект был обнаружен в экспериментах Моленкампа и де Йонга [1].

Показано, що у виродженому двовимірному електронному газі (2*D*ЕГ) крім пуазейлівської течії можливо існування нового гідродинамічного ефекту, пов'язаного з одновимірною дифузією носіїв заряду. У результаті область існування зворотнього температурного ходу электроопору суттєво розширюється. Певно, саме цей ефект було виявлено у експериментах Моленкампа і де Йонга [1].

Недавно Моленкамп и де Йонг [1] сообщили об обнаружении гидродинамического механизма явлений переноса, предсказанного ранее одним из авторов настоящей работы [2]. Температурная зависимость электросопротивления полосы 2*D*ЭГ содержала минимум. Этот результат обсуждается в работе на основе теории [2], предсказывающей обратный температурный ход электросопротивления $\partial\rho/\partial T < 0$ при выполнении условий

$$l_{ee} \ll d^2/l_{ee} \ll l_V , \qquad (1)$$

где l_{ee} — длина свободного пробега относительно нормальных межэлектронных столкновений; d — толщина образца; l_V — длина свободного пробега электрона относительно объемных столкновений, не сохраняющих квазиимпульс. В этих условиях частые нормальные столкновения навязывают системе квазичастиц общий дрейф, скорость которого определяется относительно редкими столкновениями с потерей квазиимпульса на границах образца (так называемое «пуазейлевское течение»). Перемещение электрона к границам имеет диффузионный характер и описывается транспортной длиной пробега d^2/l_{ee}.

В обычных трехмерных металлах из-за больших размеров поверхностей Ферми легко идут процессы переброса. Поэтому даже для самых совершенных образцов не выполняется основное условие гидродинамики — преобладание нормальных столкновений над столкновениями с потерей квазиимпульса. Вследствие этого до сих пор не удалось наблюдать однозначное проявление гидродинамического характера электропроводности 3*D*-металлов. Обнаруженный Бассом с соавторами [3] минимум электросопротивления сверхчистого калия связан с иным механизмом, учитывающим вклад редких N-процессов в тонком пристеночном слое металла [4].

Двумерные электронные структуры обладают малыми поверхностями Ферми и уже с этой точки зрения представляют собой благоприятный объект для возникновения гидродинамической ситуации [5]. Кроме того, в них возможны кинетические эффекты принципиально нового типа, значительно расширяющие область существования гидродинамических явлений. Дело в том, что процессы релаксации за счет межэлектронных столкновений в двумерном случае устроены существенно иначе, чем в трехмерном, в результате чего антисимметричные по импульсу (в частности, токовые) распределения в 2*D*ЭГ релаксируют существенно медленнее, чем в 3*D*ЭГ [6,7]. Межэлектронные столкновения, вообще говоря, проявляют себя как малоугловой процесс с характерным углом рассеяния порядка T/ε_F (T — температура, ε_F — энергия Ферми). Немалоугловой характер имеют столкновения электронов с противоположными импульсами, которые приводят к быстрой релаксации на длине l_{ee}, но только симметричных распре-

© Р. Н. Гуржи, А. Н. Калиненко, А. И. Копелиович, 1995

делений. Поэтому транспортная длина свободного пробега для антисимметричных распределений $l_a \simeq l_{ee}(T/\varepsilon_F)^{-2} \sim T^{-4}$, $l_{ee} \sim T^{-2}$, а для симметричных $l_s \simeq l_{ee}$; $l_a >> l_s$ [6].

Сказанное относится к плавным угловым распределениям, которые существенно изменяются на углах порядка единицы. Для острых распределений различие между симметричной и антисимметричной релаксацией уменьшается. При исследовании этого вопроса удобно проинтегрировать линеаризованный оператор межэлектронных столкновений $\hat{J}\{\chi(\mathrm{p})\}$ по энергии ε. Результат можно представить в виде

$$\int \hat{J}\{\chi_{a,s}(\theta)\}d\varepsilon \simeq \int_0^{2\pi}\int V(\varphi,\psi)\left(D_\psi^{\pm}D_\varphi^{-}\right)^2\chi_{a,s}(\theta)d\varphi d\psi\,, \tag{2}$$

$$D_\gamma^{\pm} f(\theta) = \frac{1}{2}\left[f(\theta+\gamma/2) \pm f(\theta-\gamma/2)\right].$$

Здесь неравновесная добавка к функции распределения электронов представлена в виде $(-\partial n/\partial\varepsilon)\chi$; индексы «*s*» и «*a*» обозначают симметричную и антисимметричную части функции χ; $n(\varepsilon)$ — равновесная фермиевская функция распределения. Мы приняли, что функция χ зависит только от угла θ, характеризующего положение точки на поверхности Ферми (можно показать, что пренебрежение энергетической зависимостью существенно не влияет на результат). Угол φ характеризует импульс $\mathrm{p}_1 + \mathrm{p}_2 = \mathrm{p}_3 + \mathrm{p}_4$, передаваемый при столкновении: $\sin(\varphi/2) = |\mathrm{p}_3 - \mathrm{p}_1|/2p_F$, а угол ψ является характеристикой суммарного импульса сталкивающейся пары: $\sin(\psi/2) = |\mathrm{p}_1 + \mathrm{p}_2|/2p_F$. Как указано в [7], законы сохранения и учет ферми-статистики накладывают на углы φ и ψ ограничение: $\varphi\psi \le T/\varepsilon_F$. Другими словами, $V(\varphi,\psi) \simeq \simeq \exp(-\varphi\psi\varepsilon_F/T)$ при $\varphi\psi >> T/\varepsilon_F$. Этого свойства ядра V достаточно для дальнейших оценок. Если θ_0 — характерный угловой масштаб изменения функции $\chi(\theta)$, то

$$l_s(\theta_0) \simeq l_{ee}\,, \tag{3}$$

$$l_a(\theta_0) \simeq l_{ee}\left[1 + \left(\theta_0/\theta_T\right)^4\right],\quad \theta_T = \left(T/\varepsilon_F\right)^{1/2}.$$

Таким образом, при характерных углах $\theta_0 >> \theta_T$ антисимметричные распределения релаксируют медленнее, чем симметричные.

Перейдем теперь к задаче об электропроводности полосы $2D$ЭГ. Запишем кинетическое уравнение в виде

$$v\sin\theta\,\frac{\partial\chi}{\partial z} + \hat{J}\{\chi\} = -eEv\cos\theta\,. \tag{4}$$

Здесь θ — угол между направлением скорости электрона v и границей полосы $2D$ЭГ; ось z лежит в плоскости $2D$ЭГ и перпендикулярна границе полосы; оператор столкновения $\hat{J}$ имеет вид (2); E — электрическое поле. Рассеяние электронов на границах будем полагать диффузным.

В настоящем сообщении мы не приводим подробное решение уравнения (4), а ограничимся качественным обсуждением основных результатов. Если отвлечься от малоэффективных столкновений с углом рассеяния $\simeq T/\varepsilon_F$, то процесс протекания тока определяется столкновениями электронов с противоположными импульсами. (Число таких процессов в $2D$ЭГ того же порядка, что и всех остальных.) В результате столкновения возникают: а) дырка, движущаяся в сторону, противоположную исходному электрону и, следовательно, несущая тот же самый электрический ток и б) пара электронов с противоположными импульсами, повернутая на произвольный угол и, очевидно, не дающая вклад в ток. Последующие столкновения превращают дырку в электрон, движущийся в том же направлении, что и исходный. Таким образом, подобные столкновения не изменяют ток, а сам процесс переноса заряда представляет собой одномерную диффузию носителей с шагом l_s. Столкновения электронов с направлениями импульсов не слишком близкими к антипараллельным влияют на направление движения такого электрон-дырочного носителя, однако существенное изменение (на угол $\simeq\theta$) происходит только за время порядка $\tau_a(\theta) = v_F^{-1}l_a(\theta)$.

Из сказанного следует, что в образце ограниченного размера характер переноса заряда зависит от соотношения между длиной диффузионной траектории до столкновения с границей d^2/l_s и длиной антисимметричной релаксации l_a.

В случае, когда $d^2/l_s << l_a$, большинство электронов теряет импульс на границе прежде, чем скажутся процессы антисимметричной релаксации. Электрический ток определяется малой группой скользящих носителей, летящих под малыми углами к границе $2D$ЭГ; неравновесная функция распределения сильно анизотропна. Транспортная длина свободного пробега при этом равна пути одномерной диффузии до границы:

$$\left[l_{\mathrm{tr}}(\theta)\right]^{-1} = \left(\frac{d^2}{l_s\theta^2}\right)^{-1} + \left[l_a(\theta_0)\right]^{-1},\quad \theta << d/l_s\,, \tag{5}$$

$$\theta_0^2 \simeq \frac{d}{\left[l_a(\theta_0)\,l_s\right]^{1/2}}. \tag{6}$$

Здесь θ_0 — характерный размер токонесущей группы. Второе слагаемое в (5) учитывает, что но-

сители, летящие под углами $\theta < \theta_0$, диффундируют столь долго, что медленные процессы антисимметричной релаксации успевают заметно изменить направление их движения и вывести на границу. При $\theta >> d/l_s$ возникает кнудсеновская ситуация. Уравнения (3) и (6) представлют собой алгебраическую систему уравнений для нахождения угла θ_0. Для средней по z проводимости полосы получаем

$$\sigma \simeq \frac{e^2 n}{p_F}\,\bar{l}_{\rm tr}\,,\quad \bar{l}_{\rm tr} = \int l_{\rm tr}(\theta)\,d\theta \simeq$$

$$\simeq d\left(l_a(\theta_0)/l_s\right)^{1/2} \simeq d^{5/3} l_a^{1/6} l_s^{-5/6} \sim T\,, \qquad (7)$$

$$d/l_s >> \theta_T\,. \qquad (8)$$

В другом предельном случае $d^2/l_s >> l_a$ и на расстояниях порядка $(l_s\, l_a)^{1/2} << d$ успевает установиться общий дрейф носителей с некоторой скоростью $u = u(z)$, параллельной границе полосы. Заметим, что соответствующая функция распределения $\chi(p) = up$ есть плавная функция угла. Транспортная длина свободного пробега $l_{\rm tr} \simeq d^2/l_{ee} \sim T^2$.

Таким образом, электрическое сопротивление

$$\rho \sim \begin{cases} T^{-1}\,, & l_s\, T/\varepsilon_F << d^2/l_s << l_a \qquad (9) \\ T^{-2}\,, & l_a << d^2/l_s << l_v\,. \qquad (10) \end{cases}$$

Из сравнения (10) с (1) видно, что область существования пуазейлевского течения сужается, так как $l_a >> l_s \simeq l_{ee}$. Но с учетом нового механизма (9) область обратного температурного хода электросопротивления в целом расширяется по сравнению с трехмерным случаем (1). Дело в том, что вместо неравенства $l_s << d$ в случае скользящих электронов должно выполняться гораздо более легкое условие $l_s\,\theta_0 << d$. (Шаг диффузии перпендикулярно полосе должен быть мал по сравнению с шириной самой полосы.)

До сих пор мы полагали столкновения, не сохраняющие импульс (например, с примесями или фононами), достаточно редкими: $l_V >> l_a >> l_s$, $l_V^{-1} = l_i^{-1} + l_{e\rm ph}^{-1}$. Однако нетрудно понять, что, в отличие от условия $l_V >> l_s$, требование $l_V >> l_a$ является необходимым только для существования пуазейлевского течения (10). Столкновения с потерей квазиимпульса могут быть устены в уравнениях (5), (6) заменой $l_a^{-1}(\theta_0) \to l_a^{-1}(\theta_0) + l_V^{-1}$. Наименьшая из длин ограничивает время существования одномерного токового состояния и определяет угловой размер эффективной группы θ_0; а вместе с ним температурную зависимость $\rho(T)$. Если преобладает примесное рассеяние, то легко показать, что

$$\bar{l}_{\rm tr} \simeq \frac{d^2}{l_s\theta_0} \simeq d\left(l_i/l_s\right)^{1/2} \sim T\,,$$

$$d^2/l_s\,,\quad l_s << l_i << l_a(\theta_0)\,. \qquad (11)$$

В условиях эксперимента [1] с помощью электронно-лучевой литографии создавались полосы 2*D*ЭГ в (Al,Ga)As гетероструктурах шириной $d \simeq 3{,}9$–4 мкм, электрон-примесная длина свободного пробега l_i составляла 12,4–19,7 мкм, плотность электронов $\simeq 2{,}2\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. В области температур, в которой наблюдался обратный ход электросопротивления, заведомо выполнено условие $l_s << l_i << l_a$. Таким образом, объяснить результаты эксперимента в рамках обычной гидродинамики, по-видимому, невозможно: здесь проявляются описанные выше новые эффекты, связанные с одномерной диффузией группы скользящих электронов.

Исследования выполнены при частичной поддержке Международного Научного Фонда (грант № U2D000).

1. L. W. Molenkamp and M. de Jong, *Phys. Rev.* B49, 5038 (1994).
2. Р. Н. Гуржи, *Письма в ЖЭТФ* 44, 771 (1963); *УФН* 94, 689 (1968).
3. Z. Z. Yu, L. Haerle, J. Zwart, J. Bass, W. Pratt, Jr., and P. Schroeder, *Phys. Rev. Lett.* 52, 368 (1984).
4. R. N. Gurzhi, A. N. Kalinenko, and A. I. Kopeliovich, *Solid State Commun.* 72, 777 (1989).
5. Р. Н. Гуржи, А. Н. Калиненко, А. И. Копелиович, С. Б. Рутковеич, *ЖЭТФ* 91, 686 (1986).
6. R. N. Gurzhi, A. I. Kopeliovich, and S. B. Rutkevich, *Adv. Phys.* 36, 221 (1987).
7. Р. Н. Гуржи, А. Н. Калиненко, А. И. Копелиович, *ФНТ* 19, 1046 (1993).

The new kinetic effect under electron-electron collisions in two-dimensional electron gas

R. N. Gurzhi, A. N. Kalinenko, and A. I. Kopeliovich

It has been shown that in a two-dimensional degenerate electron gas (2DEG) the new effect of the hydrodynamic type results from the one-dimensional diffusion of charge carriers is possible in addition to the Pouseuille flow. The region of the inverse temperature behavior of the electrical resistivity is expanded essentially as a result. It seems that it is this effect which has been found in experiments of Molenkamp and de Jong [1].