

Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 10, стр. 637 – 641

20 мая 1974 г.

**ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРА РАССЕЯНИЯ
НА СВЯЗЬ МЕЖДУ ТОКОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ
В МЕТАЛЛАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

Ю.М.Иванченко

Показано, что неупругое рассеяние на примесях приводит к нарушению закона Ома. Эффект может быть обнаружен при относительно небольших плотностях токов в металлах, если примесь обладает низкоэнергетическим спектром.

Отклонения от закона Ома в больших электрических полях E достаточно подробно рассматривались теоретически и экспериментально в

полупроводниках (см., например, обзор [1]). В работах [2, 3] рассматривалось влияние больших полей на характеристики вырожденного электронного газа. Сделанные в этих работах предположения о перераспределении импульса внутри электронной подсистемы в настоящее время могут быть экспериментально реализованы лишь в полуметаллах или вырожденных полупроводниках. Существуют, однако, экспериментальные результаты Янсона и Богатиной [4], которые показывают, что и в хороших металлах наблюдаются ощутимые отклонения от закона Ома. В данной статье будет показано, что в типичных металлах при рассеянии на примесях с внутренними степенями свободы при достаточно низких температурах будут наблюдаться заметные нелинейности в относительно небольших электрических полях. Интересно, что по виду этих нелинейностей возможно восстановление низкоэнергетической части спектра рассеивающих центров.

В случае, когда выполняется неравенство $\tau_i \ll \tau$ (τ_i — упругое время релаксации импульса¹⁾, τ — эффективное время релаксации энергии в электронной подсистеме) можно искать решение кинетического уравнения в виде разложения по параметру $\alpha = \sqrt{\tau_i / \tau'^2}$ (см. также [5]). Функция распределения электронов f для изотропного металла будет зависеть лишь от ξ и $\cos \theta$ (ξ — энергия, отсчитанная от уровня Ферми ϵ_0 , θ — угол между полем и направлением импульса). Для дальнейшего удобно разделить $f(\xi, \cos \theta)$ на две аддитивные части $f_0(\xi)$ и $\Psi(\xi, \cos \theta)$, где f_0 — функция распределения Ферми. Представляя $\Psi(\xi, \cos \theta)$ в виде ряда по полиномам Лежандра, с точностью до членов порядка α^2 удержим лишь первые две гармоники. В связи с тем, что упругие столкновения изотропизируют функцию распределения, $\Psi_0(\xi)$ будет иметь нулевой порядок по α , а $\Psi_1(\xi)$ — первый. Оставшиеся гармоники, вообще говоря, не будут убывать с ростом номера, однако разложение для них будет начинаться с α^2 . Уравнения для Ψ_0 и Ψ_1 с точностью до членов порядка $\epsilon/\alpha\epsilon_0$ имеют вид

$$\epsilon \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} = \frac{\tau_i}{3} l_0 \{ \Psi_0 \}, \quad (1)$$

$$\epsilon \left[\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} + 2 \frac{\partial f_0}{\partial \xi} \right] = -\Psi_1 + \tau_i l_1 \{ \Psi_0, \Psi_1 \}. \quad (2)$$

Здесь $\epsilon = eEl_i/3$, l_i — длина упругого пробега, l_0 и l_1 — нулевая и первая гармоники неупругой части интеграла столкновений.

В уравнениях (1) и (2) интеграл l учитывает столкновения с фононами и неупругое рассеяние на примесях. В общем случае решить эти уравнения нельзя в связи с нелинейным характером столкновительного члена. Поэтому необходимо несколько конкретизировать постановку за-

¹⁾Транспортное время.

²⁾Следует отметить, что разложение будет иметь вид $\sum_n \alpha^n A_n(\alpha \xi / \epsilon)$. Причем $\alpha \xi / \epsilon$, как будет видно из дальнейшего, немало.

дачи. Прежде всего будет предполагаться, что примесь обладает дискретным энергетическим спектром, характерные энергии которого ω_n удовлетворяют неравенству $\omega_n \ll \omega_0$ (ω_0 – дебаевская энергия). В связи с этим существенной будет лишь область энергий $|\xi| \ll \omega_0$. В этой области фононная часть $I_0 \{ \Psi_0 \}$ может быть аппроксимирована в виде $-\Psi_0(\xi)/r(\xi)$. В достаточно общем случае $r^{-1}(\xi) \sim |\xi|^\gamma$. Поскольку физический смысл $r(\xi)$ есть фононное время жизни электронного возбуждения (не транспортное!), то для металла $\gamma = 3$ за исключением очень узкой области $|\xi| \ll \omega_0 \sqrt{m/M}$ (m – масса электрона, M – масса иона), в которой $\gamma = 2$ [6]. Примесная неупругая часть I_0^H до энергии $|\xi| < \omega_1$ (ω_1 – минимальное значение ω_n) равна нулю и появляется лишь при $|\xi| \geq \omega_1$ ¹⁾. Экспериментально нетрудно реализовать ситуацию, когда $I_0^H \ll I_0$ в области энергий $|\xi| \sim \omega_n$. Для этого необходимо, чтобы примеси, дающие упругие и неупругие столкновения, были различными и $c_i \gg c_H$ (c_i, c_H – соответствующие концентрации) либо, если это одни и те же примеси, то переходы должны быть почти запрещены. Следует подчеркнуть, что уравнения (1) и (2) позволяют находить Ψ_0 с точностью до членов $\sim a$, а $\Psi_1 \sim a^2$, так как в (2) было отброшено слагаемое $\epsilon \partial \Psi_2 / \partial \xi \sim a^3$. С учетом всех этих замечаний нетрудно разработать процедуру, позволяющую найти неупругую примесную добавку Δj к току $j_0 = \sigma_i E$ (σ_i – обычная проводимость)

$$\Delta j = -j_0 \sum_n \frac{\tau_i}{\tau_n} \left\{ 2\phi(\omega_n) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \omega_n} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \tilde{\Psi}_0(\xi) \tilde{\Psi}_0(\xi + \omega_n) \right\}. \quad (3)$$

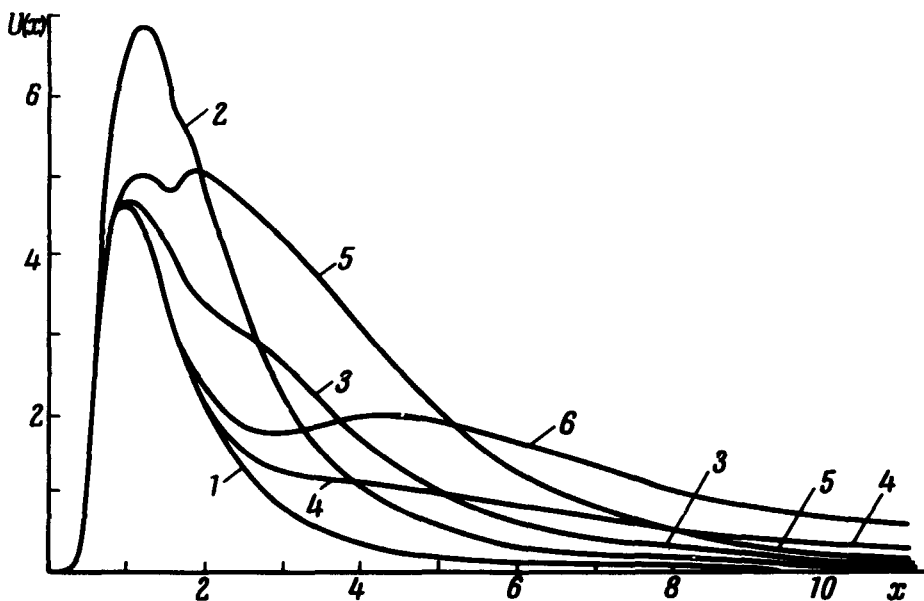
Здесь τ_n – транспортное время для неупругого столкновения с возбуждением примеси из основного в n -е состояние, $\tilde{\Psi}_0(\xi = \text{sign } \xi \phi(|\xi|))$ – нулевое приближение по a для $\Psi_0(\xi)$,

$$\phi(\omega) = \frac{2}{2^\nu \Gamma(\nu)} \left[\int_0^\omega \frac{d\Omega}{\epsilon} \sqrt{\frac{\tau_i}{3r(\Omega)}} \right]^\nu K_\nu \left[\int_0^\omega \frac{d\Omega}{\epsilon} \sqrt{\frac{\tau_i}{3r(\Omega)}} \right],$$

$\Gamma(\nu)$ – гамма-функция, K_ν – функция Бесселя от мнимого аргумента, $\nu = (\gamma + 2)^{-1}$.

При выводе соотношения (3) был опущен вклад от фононной части в I_1 , так как, во-первых, он содержит дополнительный малый множитель $\sim (\omega_n/\omega_0)^2$, во вторых, характерным масштабом изменения поля для него является $\epsilon \sim \omega_0$, а не $\epsilon \sim \omega_n \sqrt{\tau_i/3r(\omega_n)}$ как у учтенных членов.

¹⁾Здесь и ниже предполагается $T \ll \omega_1$ и поэтому до возбуждения заселено лишь основное примесное состояние. Кроме этого считается, что фононы достаточно быстро отдают свою избыточную энергию в термостат, а неупругая примесная подсистема также быстро релаксирует через фононную подсистему.



Зависимость второй производной тока по полю от величины поля: кривая 1 — $\sigma \rightarrow \infty$; кривая 2 — $\sigma=1,2, \psi=1$; кривая 3 — $\sigma=1,5, \psi=1$; кривая 4 — $\sigma=2, \psi=1$; кривая 5 — $\sigma=1,5, \psi=2$; кривая 6 — $\sigma=2, \psi=2$; $\psi = \omega_2 / \omega_1, b = r_1 / r_2$

Т. е. нелинейность от этого члена проявится при приведенных предположениях в полях значительно больших, чем от примесного члена. На рисунке построена зависимость производной дифференциальной проводимости $\sigma = \partial j / \partial E$ по полю от величины этого поля в относительных единицах

$$u(x) = -\frac{1}{5} \frac{r_1 \omega_1}{\sqrt{3r_i} r(\omega_1)} \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \frac{\sigma}{\sigma_i}, \quad x = \frac{10 \epsilon}{\omega_1} \sqrt{\frac{3r(\omega_1)}{r_i}}$$

для случая, когда $\gamma = 3$ и примесь может находиться в двух возбужденных состояниях ω_1 и ω_2 . Как видно из рисунка, на кривой отражается энергетическая структура примеси. Причем она проявляется ярче, если вероятность перехода с ростом энергии возрастает. Первый максимум $u(x)$ появляется в полях $\epsilon \sim 0,1 \omega_1 \sqrt{r_i / 3r(\omega_1)}$. Если принять $\omega_1 / \omega_0 \sim 10^{-1}, c_i \sim 10^{-2}$, то плотность тока для хорошего металла при этом будет иметь порядок $10^4 + 10^5$ а/см², что очень легко может быть реализовано экспериментально¹⁾.

Автор признателен В.Г.Барьяхтару за обсуждение работы и полезные замечания.

Донецкий
физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
12 апреля 1974 г.

¹⁾ В эксперименте Янсона и Богатиной [4] достигались плотности токов 10^9 а/см².

Литература

- [1] Э.Конуэлл. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, М., изд. Мир, 1970.
 - [2] Ю.М.Иванченко. ЖЭТФ, 59, 820, 1970.
 - [3] Л.А.Зильберман, Ю.М.Иванченко. ФТТ, 14, 1355, 1972.
 - [4] И.К.Янсон, Н.И.Богатина. Письма в ЖЭТФ, 16, 395, 1972.
 - [5] Б.И.Давыдов. ЖЭТФ, 7, 1069, 1937.
 - [6] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике, Физматгиз, 1962, стр.245
-