

01;05;06;07;09;11

Стационарная продольная проводимость пограничного электронного слоя

© А.В. Ивлев, К.Б. Павлов, М.А. Яковлев

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
107005 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 8 января 1998 г.)

Получено аналитическое решение задачи о движении электронов пограничного электронного слоя вдоль поверхности проводника в постоянном электрическом поле. Вычислена продольная проводимость вблизи поверхности в пределах слабой и сильной кулоновской неидеальности электронов слоя. Показано, что при определенных условиях приграничная проводимость может намного превосходить проводимость в глубине проводника.

Введение

В работах [1,2] исследовались свойства пограничного электронного слоя (ПЭС), существующего вблизи свободных поверхностей проводников и полупроводников. Рассматривалось влияние, оказываемое ПЭС на прохождение высокочастотного ЭМ излучения и на процессы ионизации плотного газа вблизи поверхности [3]. Было показано, что основным фактором, определяющим электрофизические свойства ПЭС, является параметр кулоновской неидеальности электронов $\gamma = e^2/4\pi\epsilon_0\langle r \rangle\epsilon_{\text{kin}}$, где $\langle r \rangle$ — среднее межэлектронное расстояние, а ϵ_{kin} — средняя кинетическая энергия электронов ($\sim kT$ для невырожденных и $\sim \epsilon_F$ для вырожденных соответственно).

При малых γ ($\gamma \ll 1$) электроны ПЭС подобны идеальному бесстолкновительному газу [1], а коллективные процессы в ПЭС описываются бесстолкновительным кинетическим уравнением. В обратном случае если электроны образуют сильно неидеальную систему ($\gamma \geq 1$), то электроны подобны жидкости и для описания коллективных процессов необходимо использовать уравнения механики сплошной среды [1,2].

Температура и концентрация электронов проводимости в проводнике или полупроводнике (далее будем использовать определение "проводящее конденсированное вещество" — ПКВ) могут варьироваться в достаточно широких диапазонах, если осуществляется неравновесный нагрев ПКВ импульсами длительностью несколько ps и меньше. При этом температура решетки практически не меняется, а электронная температура может достигать нескольких eV [4]. Электронная концентрация в зависимости от ширины запрещенной зоны (в случае полупроводников) может изменяться от сколь угодно малых значений до концентраций, соответствующих металлу. Поэтому при импульсном нагреве ПКВ возможны различные сочетания параметра неидеальности электронов γ , энергии Ферми ϵ_F и температуры T , при которых электроны ПКВ и ПЭС образуют либо неидеальную (вырожденную или невырожденную), либо идеальную (невырожденную) кулоновскую систему [5].

Заметим, что продольная проводимость вблизи поверхности ПКВ при определенных условиях должна существенно превосходить проводимость в глубине ПКВ. Такой вывод можно сделать заранее, не выполняя точных расчетов, а основываясь на простых качественных рассуждениях. Вне зависимости от того, является ли электронная компонента идеальным газом или же представляет собой электронную жидкость, основным "сдерживающим фактором" при массовом движении электронов в ПКВ являются столкновения с кристаллической решеткой. Движение электронов вне ПКВ (вдоль поверхности) либо ограничено силами вязкого трения ($\gamma \geq 1$, электронная жидкость), которые намного меньше сил столкновительного трения в ПКВ, либо не ограничено ничем ($\gamma \ll 1$, идеальный электронный газ). Поэтому если эффективное время свободного (без столкновений с решеткой) движения электронов над поверхностью ПКВ окажется существенно больше, чем время свободного пробега электронов в ПКВ, то электронный ток у границы, вызванный приложением продольного электрического поля, должен намного превосходить ток в глубине ПКВ. Поэтому целью предлагаемой работы является рассмотрение вопроса о стационарной проводимости вблизи поверхности ПКВ в случае идеальной и неидеальной электронной компоненты.

Проводимость в случае $\gamma \ll 1$

Рассмотрим следующую задачу: ПКВ занимает полупространство $z < 0$, электронная компонента ПКВ имеет температуру T и образует идеальную кулоновскую систему. Постоянное электрическое поле E направлено вдоль поверхности ПКВ (по оси x). Требуется определить вызванное полем E возмущение функции распределения электронов вблизи поверхности и проводимость ПКВ как функцию z .

Распределения электронной концентрации n и электрического потенциала Φ ПЭС в области $z > 0$ имеют

вид [6,7]

$$\begin{aligned}\Phi(\xi) &= -\frac{kT}{e} \left[1 + 2 \ln(1 + \xi) \right], \\ n(\xi) &= \frac{n_m}{e} (1 + \xi)^{-2},\end{aligned}\quad (1)$$

где $\xi = z/L$, $L = 2\sqrt{e}D$, $D = \sqrt{\varepsilon_0 kT/2e^2 n_m}$ — дебаевский радиус, соответствующий концентрации электронов в ПКВ n_m , e — основание натурального логарифма.

В области $z < 0$ концентрация и потенциал изменяются по мере удаления от границы значительно быстрее $\Phi \propto -\exp[-z/D]$, $n \propto \exp[e\Phi/kT]$, и на расстоянии $\simeq (1.5 - 2)D$ концентрация электронов уже практически не отличается от n_m . Следовательно, в дальнейших расчетах можно положить, что $\Phi \simeq 0$, $n \simeq n_m$ при $z < 0$, а в точке $z = 0$ концентрация и потенциал испытывают скачок

$$\Phi(\xi = 0_+) = -\frac{kT}{e}, \quad n(\xi = 0_+) = \frac{n_m}{e}. \quad (2)$$

Поэтому пограничным электронным слоем в дальнейшем будем именовать заполненную электронами область $z > 0$.

Получить точное решение кинетического уравнения в области $z < 0$, учитывающее рассеяние электронов при столкновении с решеткой и примесями, нельзя из-за сложного вида интеграла столкновений. Поэтому воспользуемся наиболее простым видом линейного представления интеграла столкновений — изотропным τ -приближением [8]. Данное приближение достаточно хорошо описывает столкновительную кинетику электронов в проводнике, если их рассеяние определяется примесями, а межэлектронными столкновениями можно пренебречь. Стационарное кинетическое уравнение в этом случае имеет вид

$$v_z \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{e}{m} E(z) \frac{\partial f}{\partial v_x} + \frac{e}{m} \frac{d\Phi}{dz} \frac{\partial f}{\partial v_z} = -\nu_{\text{eff}}(f - f^{(0)}), \quad (3)$$

где ν_{eff} — эффективная частота рассеяния.

Записав искомую функцию распределения традиционным образом

$$f = f^{(0)} + f^{(1)}, \quad |f^{(1)}| \ll |f^{(0)}|$$

и представив $f^{(1)}$ в виде

$$f = \begin{cases} f_+, & v_z > 0, \\ f_-, & v_z < 0, \end{cases}$$

получаем решение (3) [9]

$$\begin{aligned}f_{(\pm)}^{(1)}(z, \mathbf{v}) &= \exp[\mp \Lambda(\varepsilon, z)] \left[A_{\pm}(\varepsilon) \right. \\ &\quad \left. \pm \frac{e}{m} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_x} \int_z^{\infty} \frac{E(z') \exp[\pm \Lambda(\varepsilon, z')]}{\sqrt{\frac{2}{m}[\varepsilon + e\Phi(z')]} dz'} \right],\end{aligned}\quad (4)$$

где

$$\Lambda(\varepsilon, z) = \int_z^{\infty} \frac{\nu_{\text{eff}}}{\sqrt{\frac{2}{m}[\varepsilon + e\Phi(z')]} dz'}, \quad \varepsilon = \frac{1}{2}mv_z^2 - e\Phi(z).$$

Здесь $A_{\pm}(\varepsilon)$ — функции интегрирования, определяемые из граничных условий задачи; интегрирование по z' ведется вдоль траектории движения электрона.

Стационарное бесстолкновительное движение электронов ПЭС в области $z > 0$ описывается уравнением (3) без правой части, и поэтому решение кинетического уравнения при $z > 0$ определяется формулой (4), в которой положено $\nu_{\text{eff}} = 0$. Однако следует отметить, что в области $z > 0$ можно получить точное решение кинетического уравнения [10]

$$\begin{aligned}f_{\pm}(z, \mathbf{v}) &= f_0 \left(v_x + \frac{e}{m} \int_0^{\tau} \tilde{E}(\tau', v_z) d\tau', v_y, \pm \sqrt{v_z^2 - \frac{2e}{m}\Phi} \right), \\ \tau &= \int_z^{\infty} \frac{dz'}{\sqrt{v_z^2 + \frac{2e}{m}[\Phi(z') - \Phi(z)]}} = \Psi(v_z, z), \\ \tilde{E}(\tau, v_z) &= E \left(\Psi^{-1}(\tau, v_z) \right),\end{aligned}\quad (5)$$

где f_0 — равновесная функция распределения в отсутствие полей E и Φ .

Обозначим символами m и l функции, относящиеся соответственно к областям $z < 0$ и $z > 0$. Невозмущенные функции $f_m^{(0)}$ и $f_l^{(0)}$ есть максвелловские функции распределения

$$f^{(0)} = n(z) \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right).$$

Толщина ПЭС достаточно мала, поэтому естественно предположить, что E не зависит от z . Значит, функция $f_{m+}^{(1)}$, соответствующая однородному потоку из глубины ПКВ, также не зависит от z . Следовательно, используя (4), получаем, что $A_{m+} = 0$ и $f_{m+}^{(1)}$ имеет вид

$$f_{m+}^{(1)} = \frac{eE}{m\nu_{\text{eff}}} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_x}.$$

Запишем граничные условия, определяющие функции интегрирования $A_{m-}(\varepsilon)$ и $A_{l\pm}(\varepsilon)$. Используя условие непрерывности функций $f_{\pm}^{(1)}$ при заданном ε , получаем

$$\begin{aligned}z = 0: & \quad f_{l\pm}^{(1)} = f_{m\pm}^{(1)}, \\ z = z^*: & \quad f_{l+}^{(1)} = f_{l-}^{(1)},\end{aligned}\quad (6)$$

где z^* — классическая точка поворота, определяемая из условия

$$e\Phi(z^*) = -\varepsilon. \quad (7)$$

С помощью (2), (4) и (6) получаем выражение для A_{m-}

$$A_{m-} = 2\Theta\left(|v_z| - \sqrt{2}v_e\right) \frac{eE}{m} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_x} \tau_0^*(|v_z|), \quad (8)$$

где

$$\tau_0^*(v_z) = \int_0^{z^*} \frac{dz'}{\sqrt{v_z^2 + \frac{2e}{m}\Phi(z')}} \quad (9)$$

— время движения электрона в поле Φ от поверхности $z = 0_+$ до точки поворота $z = z^*$, $\Theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда, $v_e = \sqrt{kT/m}$ — тепловая скорость электронов.

Подставляя полученные выражения для A_{\pm} в (4), определяем в окончательном виде функцию распределения в ПКВ

$$\begin{aligned} f_{m+}^{(1)} &= \frac{eE}{m\nu_{\text{eff}}} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_x}, \\ f_{m-}^{(1)} &= \frac{eE}{m\nu_{\text{eff}}} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_x} \left[1 + 2\nu_{\text{eff}}\Theta\left(|v_z| - \sqrt{2}v_e\right) \right. \\ &\quad \left. \times \tau_0^*(|v_z|) \exp\left(\frac{\nu_{\text{eff}}}{|v_z|} z\right) \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Физический смысл полученного для $f_{m-}^{(1)}$ выражения вполне очевиден. За пределы ПКВ вылетают лишь те электроны, чья скорость в z -направлении превышает пороговое значение $\sqrt{-2e\Phi(0_+)/m} = \sqrt{2}v_e$. Электрон, покидающий ПКВ, движется в поле Φ направо вплоть до точки поворота z^* , достигая ее за время $\tau_0^*(v_z)$. Поэтому к моменту возвращения назад в ПКВ электрон приобретает дополнительный импульс $2eE\tau_0^*(v_z)$ в направлении оси x .

Вычислим с помощью (10) проводимость ПКВ σ_m как функцию глубины $z < 0$, отсчитываемой от поверхности. Воспользовавшись связью тока j и проводимости σ

$$j_x(z) = \sigma_m(z) E = -e \int v_x f_m^{(1)} d\mathbf{v},$$

а также представлением функции $f_m^{(1)}$ в виде комбинации $f_{m\pm}^{(1)}$, получаем

$$\begin{aligned} \sigma_m(z) &= \sigma_m^0 \left[1 - \frac{\nu_{\text{eff}}}{n_m} \right. \\ &\quad \left. \times \int_{v_z > \sqrt{2}v_e} v_x \tau_0^*(v_z) \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_x} \exp\left(\frac{\nu_{\text{eff}}}{v_z} z\right) d\mathbf{v} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь σ_m^0 — проводимость в глубине ПКВ. Интегрируя (11) по скоростям v_x и v_y и преобразуя с помощью (1) интеграл (9), получаем окончательное выражение для

проводимости

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_m(z)}{\sigma_m^0} &= 1 + \frac{1}{\sqrt{e}} \frac{\nu_{\text{eff}}}{\omega_p} \int_0^{\infty} \text{erf } w \exp\left(-w^2 + \frac{\nu_{\text{eff}} z}{2v_e \sqrt{w^2 + 1/2}}\right) \\ &\quad \times \frac{w}{\sqrt{w^2 + 1/2}} dw, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\text{erf } w$ — интеграл ошибок

$$\text{erf } w = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^w e^{-\zeta} d\zeta,$$

$\omega_p = \sqrt{e^2 n_m / m \epsilon_0}$ — плазменная частота электронов ПКВ.

Как следует из формулы (12), приграничная проводимость прямо пропорциональна эффективной частоте рассеяния электронов в ПКВ и обратно пропорциональна плазменной частоте, соответствующей концентрации электронов проводимости. Поэтому эффект увеличения приграничной проводимости должен проявляться тем сильнее, чем меньше подвижность электронов в ПКВ и их концентрация. Частота ν_{eff} , определяемая рассеянием на примесях, может достигать значений $\nu_{\text{eff}} \sim 10^{16} \text{ s}^{-1}$. Если в качестве ПКВ используется полупроводник с шириной запрещенной зоны $\Delta E \simeq 3-4 \text{ eV}$, электронная компонента которого импульсно нагрета до температуры $T \simeq 0.3-1 \text{ eV}$, то концентрация n_m может меняться в пределах $n_m \sim 3 \cdot 10^{25} - 3 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$, чему соответствует плазменная частота $\omega_p \sim (10^{14} - 10^{15}) \text{ s}^{-1}$. На рис. 1 представлена кривая безразмерной проводимости $\sigma_m(z)/\sigma_m^0$ как функция безразмерной координаты $\nu_{\text{eff}} z / v_e$, полученная с помощью (12). Параметр $\nu_{\text{eff}}/\omega_p$ выбран равным 100. Граничное значение безразмерной проводимости $\sigma_m(0)/\sigma_m^0$ равно

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_m(0)}{\sigma_m^0} &= 1 + \frac{1}{2\sqrt{\pi e}} \frac{\nu_{\text{eff}}}{\omega_p} \int_0^{\infty} \frac{e^{-r} dr}{\sqrt{r^2 + 1}(r^2 + 1/2)} \\ &\simeq 1 + 0.18 \frac{\nu_{\text{eff}}}{\omega_p}. \end{aligned}$$

Проводимость в случае $\gamma > 1$

Рассмотрим теперь вариант, когда электронная компонента в ПКВ образует неидеальную систему, т. е. подобна жидкости. В ПКВ (вне зависимости от степени неидеальности) проводимость определяется столкновениями электронов с решеткой, поскольку силы, обусловленные этими столкновениями, всегда много больше сил вязкого трения [11]. При этом в электронной жидкости ввиду сильного межчастичного взаимодействия на границе $z = 0$ не возникает разрыва f_+ и f_- . Следовательно, при $\gamma \geq 1$ проводимость ПКВ в области $z \leq 0$ практически не отличается от σ_m^0 .

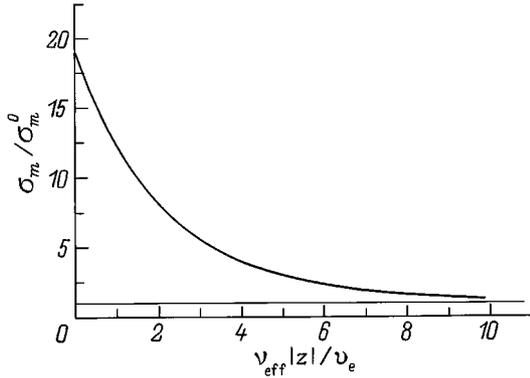


Рис. 1. Зависимость стационарной электропроводности ПКВ от расстояния до его поверхности.

В электронной жидкости ПЭС, заполняющей область $z > 0$, в отличие от электронного газа существует механизм внутренней диссипации энергии, обусловленный силами вязкого трения: на электрон действует сила $\mathbf{f}_{\text{visc}} \simeq (mn)^{-1} \eta \nabla^2 \mathbf{u}$, благодаря чему происходит диссипация приобретаемой в поле E энергии. Таким образом, силы вязкого трения определяют уникальную особенность ПЭС неидеальных электронов: проводимость в нем определяется электронной вязкостью [1]. По этой причине постановка задачи в рассматриваемом случае неидеальной электронной компоненты будет отличаться от постановки в пределе $\gamma \ll 1$ тем, что проводимость будет определена в той части ПЭС вблизи поверхности, где электроны образуют неидеальную кулоновскую систему.

Аналитических выражений, описывающих распределение концентрации неидеальных невырожденных электронов, не существует. Распределение неидеальных вырожденных электронов, полученное методом функционала плотности [12] в пределе $T = 0$, имеет вид степенной зависимости $n \propto (z/L_{TF})^{-6}$ вблизи поверхности и экспоненциальную асимптотику при больших z (L_{TF} — радиус Томаса–Ферми). Но при достаточно больших температурах электроны быстро переходят в невырожденное состояние по мере уменьшения плотности с ростом z . Поэтому для расчетов будем использовать аппроксимационную степенную зависимость [1]

$$n(z) \simeq n_0(n_m) \left(1 + \frac{z}{L_h}\right)^{-h}, \quad (13)$$

где L_h и h — эффективные пространственный масштаб и степень, зависящие от n_m и меняющиеся в диапазонах $L_{TF} \leq L_h \leq L$, $6 \geq h \geq 2$.

Вдали от поверхности ПКВ (13) переходит в распределение идеального электронного газа (степень $h = 2$).

Для описания движения электронов ПЭС воспользуемся уравнением для моментов функции распределения [13]. Уравнение для первого момента (уравнение непрерывности) выполняется тождественно, так как дви-

жение происходит вдоль оси x . Стационарное уравнение для второго момента имеет вид

$$en(z)E + \frac{d\pi_{xz}}{dz} = 0, \quad (14)$$

где π_{xz} — xz -компонента тензора напряжений, выраженная через функцию распределения

$$\pi_{xz} = m \int (v_x - u_x) v_z f(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad (15)$$

u_x — массовая скорость электронов вдоль поверхности.

В области ПЭС, заполненной электронной жидкостью, π_{xz} имеет вид

$$\pi_{xz} = -\eta \frac{du_x}{dz}, \quad (16)$$

где η — коэффициент вязкости электронной жидкости.

Зависимость η от n получена методом молекулярной динамики [1,14]

$$\eta(n) = \eta_g \left[1 + \beta \left(\frac{n}{n_b}\right)^\alpha\right], \quad (17)$$

где η_g — вязкость электронного газа, не зависящая от n ; n_b — концентрация, определяемая из условия $\gamma(n_b) \simeq 1$; α и β — подгоночные параметры, меняющиеся от нуля до единицы.

Таким образом, если электроны ПКВ образуют сильно неидеальную кулоновскую систему, то ПЭС вблизи поверхности представляет собой слой электронной жидкости с распределением концентрации (13). Движение жидкости в поле E описывается уравнением (14) совместно с (16). При достижении условной границы z_b (точка, где $n \simeq n_b$) происходит переход к идеальному электронному газу, заполняющему область $z \geq z_b$ и распределенному по закону

$$n(z) \simeq n_b \left(1 + \frac{z - z_b}{L_b}\right)^{-2}, \quad (18)$$

где $L_b = 2D(n_b)$.

Описание движения электронов при $z \geq z_b$ осуществляется с помощью уравнения (14) с тензорной компонентой (15).

Координата z_b выбрана таким образом, что при любом $0 < z \leq z_b$ гидродинамическое приближение описывает поведение электронной жидкости с достаточной степенью точности. Проинтегрируем уравнение (14) по z от $z = z_b$ до $z = \infty$. С учетом (16) и (18) получим

$$eEL_b n_b + \pi_{xz}(\infty) + \eta(z_b) \frac{du_x}{dz} \Big|_{z_b} = 0. \quad (19)$$

Покажем, что $\pi_{xz}(\infty) = 0$. Для этого вычислим $\pi_{xz}(z)$ при $z > z_b$. Электронный газ в данной области является идеальным и бесстолкновительным, поэтому можно воспользоваться решением бесстолкновительного кинетического уравнения (15). В соответствии с (5)

функция распределения электронов f в точке z имеет вид

$$f(z, \mathbf{v}) = \begin{cases} f^{(0)}(z, v_x - u_x + \delta u_x, v_y, v_z), & v_z > 0, \\ f^{(0)}(z, v_x - u_x - \delta u_x, v_y, v_z), & v_z < 0, \end{cases} \quad (20)$$

где $f^{(0)}$ — максвелловская функция распределения, u_x и δu_x равны

$$u_x = u_x(z_b) + \frac{eE}{m} \int_{z_b}^{z^*} \frac{dz'}{\sqrt{v_z^2 + \frac{2e}{m}[\Phi(z') - \Phi(z)]}},$$

$$\delta u_x = \frac{eE}{m} \int_z^{z^*} \frac{dz'}{\sqrt{v_z^2 + \frac{2e}{m}[\Phi(z') - \Phi(z)]}}, \quad (21)$$

где $u_x(z_b)$ — массовая скорость на границе z_b .

Точка поворота z^* определяется из условия

$$e\Phi(z^*) = e\Phi(z) - \frac{1}{2}mv_z^2.$$

Подставляя (20) и (21) в (15), после преобразований получаем искомое выражение для π_{xz}

$$\pi_{xz}(z) = 4\sqrt{2}n(z)v_e \frac{eE}{\omega_p(z)} \int_0^\infty w \operatorname{erf} w e^{-w} dw$$

$$= eEL_b \sqrt{n_b n(z)}, \quad (22)$$

где $n(z)$ соответствует (18).

Таким образом, $\pi_{xz}(z) \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$ и (19) принимает вид

$$\eta(z_b) \frac{du_x}{dz} \Big|_{z_b} = -eEL_b n_b. \quad (23)$$

Выражение (23) нужно рассматривать как граничное условие, накладываемое в точке z_b на течение электронной жидкости. Второе вполне очевидное условие

$$[u_x] \Big|_{z=0} = 0 \quad (24)$$

задается на границе ПКВ и требует непрерывности продольной скорости u_x . Уравнение, описывающее течение в области $0 \leq z \leq z_b$, после подстановки (13), (16) и (17) в (14) имеет вид

$$\frac{d}{d\xi} \left[(1 + \beta \tilde{n}^\alpha (1 + \xi)^{-\alpha h}) \frac{du}{d\xi} \right] = \frac{en_0 L_h^2 E}{\eta_g} (1 + \xi)^{-h}, \quad (25)$$

где $\xi = z/L_h$, $\xi_b = z_b/L_h$, а $\tilde{n} = n_0/n_b = \gamma^3(n_m)$ (символ x здесь и далее опущен).

Интегрируя (25) с учетом граничных условий (23) и (24) и используя связь $\sigma E = -enu$, получаем следующее

выражение для проводимости ПЭС:

$$\frac{\sigma(\xi)}{\sigma_m^0} = \frac{n_0}{n_m} (1 + \xi)^{-h} \left[1 + \frac{e^2 n_0^2 L_h^2}{\eta_g \sigma_m^0 (h-1)} \right. \\ \left. \times \int_0^\xi \frac{(1 + \xi')^{1-h} - \tilde{n}^{-1} (L_b/L_h)}{1 + \beta \tilde{n}^\alpha (1 + \xi')^{-\alpha h}} d\xi' \right]. \quad (26)$$

Интеграл в (26) может быть выражен через неполные бета-функции, но применять для дальнейшего анализа полученное в этом случае выражение несколько неудобно, поэтому воспользуемся следующим соображением. При больших $\gamma(n_m)$ параметр \tilde{n} велик, следовательно, единицей в знаменателе интеграла (26) можно пренебречь вплоть до границы ξ_b , на которой $\tilde{n}^\alpha (1 + \xi)^{-\alpha h} \simeq 1$. По тем же соображениям можно пренебречь вторым слагаемым в числителе подынтегрального выражения. В результате интегрирования получаем окончательное выражение для безразмерной проводимости

$$\frac{\sigma(\xi)}{\sigma_m^0} = \frac{n_0}{n_m} (1 + \xi)^{-h} \left[1 + \frac{\beta^{-1} \tilde{n}^{-\alpha} \Theta}{(h-1)(2 - (1-\alpha)h)} \right. \\ \left. \times \left[(1 + \xi)^{2-(1-\alpha)h} - 1 \right] \right]. \quad (27)$$

где введено обозначение

$$\Theta = \frac{e^2 n_0^2 L_h^2}{\eta_g \sigma_m^0}.$$

При решении (25) предполагалось, что температура электронной жидкости не меняется вдоль координаты ξ . Подобное предположение является вполне оправданным в том случае, если тепловая скорость электронов в ПЭС намного превосходит их массовую скорость. Действительно, если воспользоваться полученным решением (27), то, как следует из стационарного уравнения теплопроводности

$$\kappa \frac{d^2 T}{dz^2} + \sigma E^2 = 0$$

(где $\kappa \sim v_e(r)$ — коэффициент температуропроводности), характерный масштаб изменения температуры $l_T \sim (v_e/|u|)(r) \gg L_h$, т.е. в приближении малых возмущений температуру действительно можно считать однородной.

Рассмотрим, как меняется решение (27) в зависимости от параметров задачи. Если $\Theta > \beta \tilde{n}^\alpha h(h-1)$ и $h < 2/(2-\alpha)$, то проводимость ПЭС монотонно возрастает по мере удаления от границы ПКВ; при обратных неравенствах проводимость монотонно убывает. Если $\Theta > \beta \tilde{n}^\alpha h(h-1)$ и $h > 2/(2-\alpha)$, то проводимость вначале возрастает, а затем, достигнув максимума, начинает убывать; при обратных неравенствах проводимость

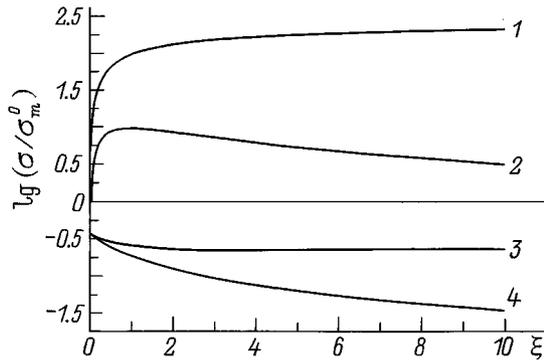


Рис. 2. Зависимость стационарной электропроводности ПЭС от расстояния до поверхности проводника: $\beta^1 \bar{n}^{-\alpha} \Theta$: 1, 2 — 100; 3 — 0.1, 4 — 1; $h = 1.2$ (1); 2 (2, 4); 1.2 (3).

сначала убывает, а затем начинает возрастать. Экстремальное значение проводимости достигается в точке

$$\xi_{ex} = \left[\frac{\Theta - \beta \bar{n}^\alpha (h-1)[2 - (1-\alpha)h]}{\Theta[(2-\alpha)h-2]} h \right]^{\frac{1}{2-(1-\alpha)h}} - 1.$$

На рис. 2 представлены результаты расчетов, выполненных по формуле (27), которые иллюстрируют описанное поведение кривой $\sigma = \sigma(\xi)$ (параметр $\alpha = 0.5$, $n_0/n_m = 1/e$). Поскольку α в зависимости от $\gamma(n_m)$ меняется в пределах от нуля до единицы, а $h \geq 2$, то в действительности могут быть реализованы только те случаи, которым соответствуют кривые 2 или 4.

Заключение

Итак, на основании полученных результатов можно сделать следующие выводы. При неравновесном нагреве идеальной ($\gamma \ll 1$) электронной компоненты в полупроводнике до температур $T \geq 0.3$ eV на временах $t \leq 10^{-11}$ s электронная проводимость приграничного слоя ПКВ толщиной порядка v_e/ν_{eff} может намного превосходить проводимость в глубине нагреваемого образца. Этот эффект может быть достигнут, если ν_{eff} определяется рассеянием на примесях и ее величина составляет порядка $\nu_{eff} \sim 10^{15} - 10^{16} \text{ s}^{-1}$.

В случае, если электроны ПКВ образуют сильно неидеальную кулоновскую систему, проводимость ПЭС вблизи границы ПКВ может намного превосходить проводимость σ_m^0 . Как и в случае идеальной электронной компоненты, данная ситуация может быть реализована, если подвижность электронов в ПКВ окажется достаточно маленькой ($\Theta \propto \nu_{eff}$).

Используя полученный эффект, можно добиться эффективного нагрева приграничных слоев ПКВ толщиной несколько Å , прикладывая вдоль его поверхности постоянное электрическое поле. С ростом ν_{eff} данный эффект должен проявляться сильнее не только из-за увеличения

приграничной проводимости, но и потому, что теплопроводность ПКВ пропорциональна ν_{eff}^{-1} и перенос тепла в глубь ПКВ в этом случае будет замедлен.

Список литературы

- [1] Ивлев А.В., Павлов К.Б., Яковлев М.А. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 9. С. 50–59.
- [2] Ивлев А.В., Яковлев М.А. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 4. С. 142–149.
- [3] Ивлев А.В., Яковлев М.А., Борденюк А.Н. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 8. С. 48–53.
- [4] Анисимов С.И., Имас Я.С., Романов Г.С. и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [5] Кудрин Л.П. Статистическая физика плазмы. М.: Атомиздат, 1974. 496 с.
- [6] Павлов К.Б., Яковлев М.А. // Изв. АН БССР. Сер. физ. 1989. № 1. С. 84–90.
- [7] Афанасьев Ю.В., Канавин А.П. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 11. С. 2267–2271.
- [8] Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И. Электронная теория металлов. М.: Наука, 1971. 416 с.
- [9] Либерман М.А., Мейерович Б.Э., Питаевский Л.П. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. Вып. 5. С. 1737–1744.
- [10] Зайцев В.Ф., Полянин А.Д. Справочник по дифференциальным уравнениям с частными производными. М.: Международная программа образования, 1996. 496 с.
- [11] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
- [12] Теория неоднородного электронного газа / Под ред. С. Лундквиста, Н. Марча. М.: Мир, 1987. 400 с.
- [13] Власов А.А. Статистические функции распределения. М.: Наука, 1966. 356 с.
- [14] Berni V., Vieillefosse P. // Phys. Rev. A. 1978. Vol. 18. N 5. P. 2345–2355.