

# Особенности частотной зависимости проводимости неупорядоченных полупроводников в области смены механизма переноса

© М.А. Ормонт<sup>†</sup>, И.П. Звягин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет),  
119991 Москва, Россия

(Получена 16 сентября 2014 г. Принята к печати 23 сентября 2014 г.)

Проведен анализ особенностей частотной зависимости импеданса неупорядоченных полупроводников при низких температурах для прыжкового механизма проводимости. Основное внимание уделено наблюдаемым расхождениям между экспериментом и существующей теорией, связанным с видом частотной зависимости вещественной части проводимости  $\sigma_1(\omega)$  в области кроссовера от линейной к квадратичной зависимости („излом“ на кривых зависимости  $\ln \sigma_1$  от  $\ln \omega$ ), а также с аномально большими измеряемыми значениями  $\operatorname{ctg} \gamma$  ( $\gamma$  — угол диэлектрических потерь). Эти расхождения можно описать на основе подхода, принимающего во внимание как фононный, так и резонансный вклады в проводимость, а также переход к режиму проводимости с постоянной длиной прыжка при частотах, превышающих частоту кроссовера.

## 1. Введение

Как известно, измерения частотной зависимости проводимости,  $\sigma(\omega)$ , позволяют получить информацию об особенностях механизма переноса носителей заряда [1]. Для многих неупорядоченных материалов (таких, как аморфные и легированные полупроводники, полупроводниковые стекла, проводящие полимеры, гранулированные проводники и т.п.) частотная зависимость вещественной части проводимости  $\sigma_1(\omega) = \operatorname{Re}(\sigma)$  имеет вид

$$\sigma_1(\omega) = C\omega^s, \quad (1)$$

где  $C, s$  — постоянные; как правило,  $0 < s < 1$  [2]. Универсальность (1) затрудняет получение информации о конкретных особенностях механизма переноса. По этой причине исследования отклонений от универсальности и нахождение их связи со структурными особенностями материала и с особенностями переноса играют важную роль.

Степенная частотная зависимость (1) указывает на прыжковый характер транспорта, причем такая зависимость часто связывается с прыжками электронов по локализованным состояниям с участием фононов (релаксационная проводимость) [3]. Частотная зависимость вещественной части проводимости, близкая к линейной, получается при низких частотах и в теории низкотемпературной бесфононной (резонансной) прыжковой проводимости при учете кулоновских корреляций локализованных носителей [4]. Теория бесфононной проводимости предсказывает переход (кроссовер) от линейной частотной зависимости ( $s \approx 1$ ) к зависимости, близкой к квадратичной ( $s \approx 2$  [5]) в области частот  $\sim \omega_{\text{cr}}$ , при которых  $\hbar\omega$  становится порядка энергии кулоновского взаимодействия между электронами внутри резонансных пар. При низких частотах вещественная часть проводимости определяется фононным механизмом, а с ростом частоты бесфононная проводимость начинает преобладать над релаксационной [2].

Измерения частотной зависимости проводимости в легированном кремнии (Si:B, Si:P) на изоляторной стороне перехода металл–диэлектрик при низких температурах ( $T \sim 1$  К) [6–8] и в металлических наноконструкциях [9] действительно показали, что с ростом частоты зависимость вещественной части проводимости (1) переходит от линейной к квадратичной. В Si:P этот переход происходит при частотах  $\sim \omega_{\text{cr}} \sim 1$  ТГц [7,8].

Отметим, что между существующей теорией прыжковой проводимости на переменном токе [4] и результатами эксперимента имеется ряд расхождений. Так, на опыте наблюдается достаточно резкий переход (кроссовер) от линейной к квадратичной частотной зависимости вещественной части проводимости („излом“ на кривых  $\ln \sigma_1$  от  $\ln \omega$ ), тогда как теория в области кроссовера предсказывает значительно более плавный переход от линейной зависимости, связываемой с режимом кулоновского стекла для взаимодействующих электронов, к квадратичной в режиме ферми-стекла для невзаимодействующих электронов. Другое расхождение результатов измерений частотной зависимости мнимой части  $\sigma_2(\omega)$  комплексной проводимости  $\sigma(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega)$  или угла потерь  $\gamma$  ( $\operatorname{ctg} \gamma(\omega) = \sigma_2(\omega)/\sigma_1(\omega)$ ) связано с величиной отношения  $\sigma_2(\omega)/\sigma_1(\omega)$  в области частот ниже частоты кроссовера  $\omega_{\text{cr}}$ , где измеренное отношение  $|\sigma_2|/\sigma_1 \sim 10^2$  оказалось более чем в 30 раз превосходящим значение, даваемое теорией релаксационной проводимости [10]. Далее мы остановимся на причинах указанных выше несоответствий.

## 2. Частотная зависимость проводимости в переходной области

В работе [6] было предположено, что переход от режима кулоновского стекла к режиму ферми-стекла определяется шириной перенормированной кулоновской

<sup>†</sup> E-mail: ormont@phys.msu.ru

щели  $\Delta$ ,  $\hbar\omega_{cr} \approx 2\Delta$ . Авторы проведенных в [7,8] исследований частотной зависимости вещественной части проводимости как функции концентрации легирующей примеси пришли, однако, к выводу, что положение кроссовера  $\omega_{cr}$  и масштаб переходной области связаны скорее не с кулоновской щелью, а со средней энергией кулоновского взаимодействия электронов в резонансных парах. Как известно, кулоновская щель возникает в перенормированной плотности состояний  $\rho(\varepsilon)$ , энергии  $\varepsilon_i$  которых определяются как изменение энергии системы при добавлении электрона на центр  $i$  в основное состояние системы. Именно эти энергии определяют свойства системы, связанные с переходами на большие расстояния (например, в случае закона  $T^{-1/2}$  Эфроса–Шкловского для прыжковой проводимости).

С другой стороны, спектр возбуждений, создаваемых при поглощении фотонов при низких температурах и возникающих при переходах из состояний на центрах ниже уровня Ферми  $\mu$  (с энергиями  $\varphi_i = \varepsilon_i$ ) в состояния на центрах с энергией выше уровня Ферми, не связан непосредственно с плотностью  $\rho(\varepsilon)$  состояний, энергии которых соответствуют добавлению электрона в основное состояние системы. При оптическом переходе энергия конечного состояния  $\varphi_f$  соответствует добавлению электрона в состояние, отличающееся от основного тем, что центр  $i$  пуст (занят дыркой); при этом имеем  $\varphi_f = \varepsilon_f - e^2/\kappa r_{if}$ , где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость среды, а  $r_{if}$  — расстояние между центрами  $i$  и  $f$ . Соответственно при поглощении фотона изменение энергии системы равно

$$\hbar\omega = \varphi_f - \varphi_i = \varepsilon_f - \varepsilon_i - \frac{e^2}{\kappa r_{if}}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_i < \mu$  и  $\varepsilon_f > \mu$  — самосогласованные энергии электрона, отвечающие набору равновесных чисел заполнения  $\{n_k^0\}$  в основном состоянии, а  $\mu$  — уровень Ферми. Из сказанного ясно, что спектр оптического поглощения определяется оптическими переходами в состояния  $\varphi_f$  и не связан непосредственно с кулоновской щелью; это согласуется с выводами работы [7]. Расчет [11] показывает, однако, что учет одного лишь этого фактора не приводит к появлению излома на кривых зависимости  $\ln \sigma_1$  от  $\ln \omega$  в переходной области.

Согласно [11], наблюдаемый излом может быть связан с тем, что при высоких частотах может осуществляться режим проводимости с постоянной (не зависящей от частоты) длиной прыжка, когда оптимальная длина прыжка перестает зависеть от частоты. Эффекты гибридизации волновых функций приводят к сдвигам энергий уровней, и учет этих эффектов заметно сказывается на частотной зависимости прыжковой проводимости  $\sigma(\omega)$ . Для заданной пары центров  $i, f$  гибридизация характеризуется частотой Раби  $\omega_R = 2I(r_{if})/\hbar$  (здесь  $I(r_{if}) = I_0 \exp(-r_{if}/a)$  — резонансный интеграл,  $I_0 = e^2/\kappa a$  — предэкспоненциальный множитель,  $a$  — радиус локализации состояний,  $r_{if}$  — расстояние между центрами пары). Согласно теории бесфононной про-

водимости [4,5], на частоте  $\omega$  основной вклад в проводимость дают пары с межцентровыми расстояниями  $r_\omega \leq r_{if} \leq r_\omega + a$ , где  $r_\omega = a \ln(\omega_c/\omega)$ ,  $\omega_c = 2I_0/\hbar$ . Вместе с тем для пар с межцентровыми расстояниями  $r_{if} > r_\omega$  имеем  $\omega > \omega_R$ ; при этом эффекты, связанные с гибридизацией локализованных состояний, становятся несущественными. В этом случае выражение для вещественной части бесфононной проводимости [2]

$$\sigma_1(\omega) = \frac{\pi e^2 \omega}{V_0} \times \sum_{\substack{\{if\} \\ i \neq f}} |\langle i | \mathbf{n}, \mathbf{r}_{if} | f \rangle|^2 [n_F(\varepsilon_i) - n_F(\varepsilon_f)] \delta(\Delta H_{if} - \hbar\omega) \quad (3)$$

принимает вид [11]

$$\sigma_1(\omega) = \frac{\pi^2}{3} C_1 e^2 \rho_0^2 a^5 \omega \left( \hbar\omega + C_2 \frac{e^2}{\kappa a} \right), \quad (4)$$

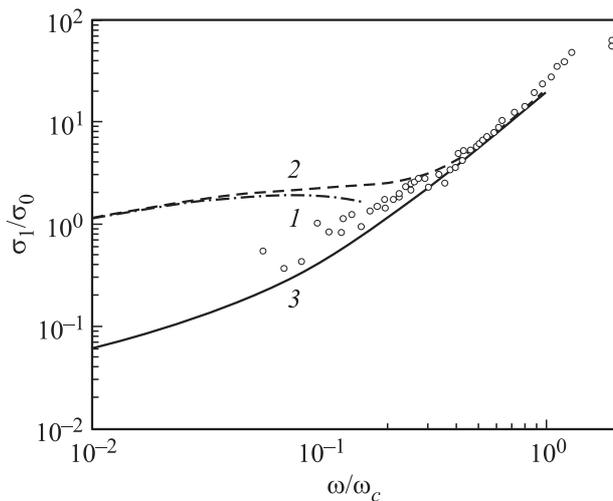
где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор, параллельный внешнему электрическому полю,  $n_F(\varepsilon)$  — среднее число заполнения состояния с энергией  $\varepsilon$ ,  $\Delta H_{if} = \varepsilon_f - \varepsilon_i - e^2/\kappa r_{if}$  — изменение энергии системы при одноэлектронном переходе из начального состояния  $i$  в конечное состояние  $f$ ,  $C_1, C_2$  — численные коэффициенты ( $C_1 = 8.75$ ,  $C_2 = 1/4$ ), а  $\rho_0$  — одночастичная плотность состояний, для простоты считаемая постоянной. Согласно (4), переход от линейной к квадратичной частотной зависимости вещественной части бесфононной проводимости происходит в окрестности частоты кроссовера  $\omega_{cr}$ , определяемой из условия  $\hbar\omega_{cr} = C_2 e^2/\kappa a$ ; при  $a \approx 30 \text{ \AA}$  (Si:P) имеем  $\nu_{cr} = \omega_{cr}/2\pi \approx 1 \text{ ТГц}$ .

При  $r_{if} > a$  выражение для матричного элемента имеет вид [11]

$$\langle i | \mathbf{n}, \mathbf{r}_{if} | f \rangle = \langle \psi_i | \mathbf{n}, \mathbf{r} | \psi_f \rangle \approx \frac{r_{if}^3}{a^2} \exp(-r_{if}/a) \cos \theta, \quad (5)$$

где  $\theta$  — угол между векторами  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{r}_{if}$ . Матричный элемент имеет резкий максимум при длине прыжка  $r_{opt} = 3a$ , поскольку с уменьшением расстояния между центрами в паре уменьшается и изменение дипольного момента системы при электронном переходе, а с увеличением расстояния между центрами происходит экспоненциальное уменьшение перекрытия волновых функций состояний, отвечающих центрам локализации. В этом случае оптимальная длина прыжка  $r_{opt}$  определяется параметрами системы и слабо зависит от частоты.

С ростом частоты характерная длина прыжка  $r_\omega$  уменьшается, и в области высоких частот происходит переход к режиму проводимости с постоянной длиной прыжка (4), когда основной вклад в проводимость вносят электронные переходы внутри пар с оптимальными межцентровыми расстояниями  $r_{opt}$ , слабо зависящими от частоты. Переход к режиму проводимости с постоянной длиной прыжка  $r_{opt}$  происходит в области



Частотная зависимость вещественной части проводимости с учетом резонансного и релаксационного вкладов: подход на основе стандартной теории (1), экстраполяция стандартной модели на область квадратичной частотной зависимости в режиме проводимости с постоянной длиной прыжка (2), проводимость в режиме с постоянной длиной прыжка (3). Точки — экспериментальные данные [8].

частот  $\omega > \exp(-3)\omega_c \approx 0.05\omega_c$ , когда  $r_{opt} > r_\omega$ ; в этом случае основной вклад в проводимость (3) вносят электронные переходы внутри пар с межцентровым расстоянием  $r_{if} \sim r_{opt}$ . Отметим, что частота  $\omega \approx 0.05\omega_c$ , при которой происходит указанный выше переход, порядка частоты кроссовера в (4):  $\hbar\omega_{cr} = C_2 e^2 / \kappa a \approx e^2 / \kappa r_{opt}$ , т. е.  $\omega_{cr} \approx 0.1\omega_c$ . Соответственно переход от линейной к квадратичной частотной зависимости вещественной части проводимости осуществляется в окрестности частоты  $\omega \sim \exp(-3)\omega_c$ , которая отвечает  $r_\omega \sim r_{opt}$ ; при этом ширина переходной области определяется кулоновской энергией  $U(r_{opt}) = e^2 / \kappa r_{opt}$ .

Проводимость, вообще говоря, определяется суммой резонансного (бесфононного) и релаксационного вкладов,  $\sigma_1(\omega) = \sigma_1^{res}(\omega) + \sigma_1^{rel}(\omega)$ . В стандартной модели релаксационный вклад  $\sigma_1^{rel}$  равен [12]

$$\sigma_1^{rel}(\omega) = \pi^2 e^4 \rho_0^2 a \omega \tilde{r}_\omega^3 / 6\kappa, \quad (6)$$

где  $\tilde{r}_\omega = (a/2) \ln(\omega_{ph}/\omega)$ ,  $\omega_{ph}$  — характерная фононная частота ( $\omega_{ph} \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ c}^{-1}$ ), а резонансный (бесфононный) вклад в проводимость имеет вид [4]

$$\sigma_1^{res}(\omega) = (1/3)\pi^2 e^2 \rho_0^2 a \omega r_\omega^4 (\hbar\omega + e^2 / \kappa r_\omega), \quad (7)$$

где  $r_\omega = a \ln(\omega_c/\omega)$ ,  $\omega_c \sim 10^{13} \text{ c}^{-1}$ .

На рисунке кривая 1 отвечает зависимости вещественной части проводимости в стандартной модели с переменной длиной прыжка с учетом как резонансного, так и релаксационного вкладов (проводимость нормирована на величину  $\sigma_0 = \pi^2 e^4 a^4 \rho_0^2 \omega_c / 3\kappa$ ; например, для случая Si:P при  $a \approx 30 \text{ \AA}$ ,  $\rho_0 \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$ ,  $\kappa \approx 12$  имеем  $\sigma_0 \approx 0.007 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ). Эта зависимость  $\sigma_1(\omega)$

немонотонна и имеет максимум в окрестности частоты  $\omega_m \approx 0.05\omega_c$ . Немонотонность  $\sigma_1(\omega)$  обусловлена частотной зависимостью оптимальной длины прыжка  $r_\omega$ , причем почти вплоть до частоты  $\omega_m$ , отвечающей максимуму  $\sigma_1(\omega)$ , кулоновское взаимодействие между электронами „активных“ пар играет основную роль и частотная зависимость  $\sigma_1(\omega)$  остается близкой к линейной. Отметим, однако, что предсказываемая стандартной теорией немонотонность вблизи области кроссовера фактически не наблюдается [6–8]. Экстраполяция результата стандартного подхода из области линейной частотной зависимости в режиме с переменной длиной прыжка на область квадратичной частотной зависимости проводимости в режиме с постоянной длиной прыжка представлена кривой 2 на рисунке. Кривой 3 на рисунке показана частотная зависимость  $\sigma_1(\omega)$  в режиме проводимости с постоянной длиной прыжка, описываемая выражением (4): она соответствует режиму с постоянной длиной прыжка во всей области перехода от линейной к квадратичной частотной зависимости проводимости и согласуется с экспериментальными данными [8] (см. рисунок).

### 3. Особенности частотной зависимости тангенса угла потерь

Из измерений частотной зависимости мнимой части  $\sigma_2(\omega)$  комплексной проводимости или угла потерь  $\gamma$  можно получить дополнительную информацию об особенностях процессов переноса. В работе [13] была рассмотрена частотная зависимость тангенса угла потерь для релаксационной проводимости при  $\omega < \omega_{cr}$  в широком диапазоне частот, включающем область прыжковой проводимости по бесконечному кластеру, область мультиплетных прыжков и область, в которой проводимость определяется прыжками в двухузельных кластерах. Теория описывает переход от области низких частот, где угол потерь мал и возрастает с частотой за счет изменения  $\sigma_2$ , к области двухузельных прыжков, где угол потерь слабо (логарифмически) зависит от частоты.

В случае легированного кремния Si:P в области  $\omega < \omega_{cr}$  было найдено, что измеренные частотные зависимости вещественной и мнимой частей проводимости близки,  $|\sigma_2(\omega)| \propto \sigma_1(\omega) \propto \omega^s$  ( $s \approx 1$ ), а угол потерь  $\gamma(\omega)$  слабо зависит от частоты [7], причем частотная зависимость мнимой части проводимости  $\sigma_2(\omega)$  не имела особенностей в окрестности  $\omega_{cr}$ , оставаясь почти линейной. Соответственно излом (на зависимости  $\ln \sigma_1$  от  $\ln \omega$ ), отвечающий кроссоверу от линейной к квадратичной частотной зависимости  $\sigma_1(\omega)$ , проявлялся и на частотной зависимости  $\text{ctg } \gamma(\omega) = \sigma_2(\omega) / \sigma_1(\omega)$ . При этом оказалось, что в области слабой частотной зависимости  $\gamma(\omega)$  измеренное отношение  $|\sigma_2|/\sigma_1 \sim 10^2$  превосходит значение, даваемое теорией релаксационной проводимости, более чем в 30 раз [10]. Возможная причина наблюдаемой большой величины отношения  $|\sigma_2|/\sigma_1 \sim 10^2$  по сравнению со значением, даваемым теорией релаксационной проводимости, связана с

тем, что проводимость определяется двумя вкладками — резонансным (бесфононным)  $\sigma^{\text{res}}(\omega)$  и релаксационным  $\sigma^{\text{rel}}(\omega)$ . Соответственно

$$\text{ctg } \gamma(\omega) = [\sigma_2^{\text{res}}(\omega) + \sigma_2^{\text{rel}}(\omega)] / [\sigma_1^{\text{res}}(\omega) + \sigma_1^{\text{rel}}(\omega)]. \quad (8)$$

Большая величина отношения  $|\sigma_2|/\sigma_1$  указывает на то, что в рассматриваемой области вещественная часть проводимости определяется релаксационным вкладом  $\sigma_1^{\text{rel}}(\omega)$ , а мнимая часть определяется большим бесфононным вкладом  $\sigma_2^{\text{res}}(\omega)$  и существенно превосходит  $\sigma_2^{\text{rel}}(\omega)$ . В области частот, превышающих частоту кроссовера  $\omega_{\text{cr}}$ , и вещественная, и мнимая части проводимости определяются бесфононными (резонансными) вкладками. В области частот, где  $e^2/\kappa r_{\text{opt}} + \hbar\omega \ll \delta$  ( $\delta$  — ширина примесной зоны), выражение для мнимой части бесфононной проводимости

$$\sigma_2 = \frac{e^2\omega}{V_0} \sum_{\substack{\{if\} \\ i \neq f}} |\langle i | (\mathbf{n}, \mathbf{r}_{if}) | f \rangle|^2 \frac{[n_F(\epsilon_i) - n_F(\epsilon_f)]}{(\hbar\omega - \Delta H_{if})} \quad (9)$$

принимает вид [14]

$$\sigma_2(\omega) \approx -C_3 e^2 \omega r_0^2 a^5 \delta, \quad (10)$$

$C_3 \approx 630$ ; при этом

$$\text{ctg } \gamma = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \approx -24 \frac{\delta}{\hbar\omega_{\text{cr}}} \frac{1}{(1 + \omega/\omega_{\text{cr}})}. \quad (11)$$

Соответственно в области  $\omega < \omega_{\text{cr}}$  отношение  $|\sigma_2|/\sigma_1$  постоянно и равно  $|\sigma_2|/\sigma_1 \approx 24\delta/\hbar\omega_{\text{cr}}$ , т.е. определяется отношением ширины примесной зоны  $\delta$  к характерной кулоновской энергии  $\hbar\omega_{\text{cr}} = C_2 e^2/\kappa a \approx e^2/\kappa r_{\text{opt}}$ ,  $\hbar\omega_{\text{cr}} \ll \delta$ .

Если для оценки учесть, что разброс уровней, возникающий за счет беспорядка в расположении заряженных примесей, составляет  $\sim (e^2/\kappa)N_d^{1/3}$ , то (11) принимает вид  $|\sigma_2|/\sigma_1 \approx 10^2 N_d^{1/3} a$ . Полагая концентрацию примеси  $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а радиус локализации  $a \approx 30 \text{ \AA}$ , получаем  $|\sigma_2|/\sigma_1 \approx 10^2$ , и это согласуется с экспериментально полученными значениями  $|\sigma_2|/\sigma_1$  [7].

## 4. Заключение

Таким образом, изучение особенностей частотной зависимости прыжкового импеданса неупорядоченных полупроводников может дать важную информацию о режимах проводимости и механизмах переноса. В частности, частотные характеристики в области частот, превышающих частоту перехода от линейной к квадратичной частотной зависимости вещественной части проводимости, существенно зависят от особенностей проводимости, приводя к сужению переходной области при переходе к режиму проводимости с постоянной длиной прыжка. Описание отклонений от закона универсальности для вещественной части проводимости, анализ величины и

частотной зависимости тангенса угла потерь  $\gamma$ , вообще говоря, требуют одновременного учета как резонансного, так и релаксационного вкладов в импеданс. При этом в разных частотных диапазонах соотношение резонансного и релаксационного вкладов может быть различным для вещественной и мнимой частей проводимости, что приводит к наблюдаемым большим значениям  $|\text{ctg } \gamma|$ , значительно превосходящим результат стандартной теории релаксационной проводимости.

## Список литературы

- [1] Г. Фрелих. *Теория диэлектриков. Диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери* (пер. с англ.) (М., ИЛ, 1960).
- [2] I.P. Zvyagin. In: *Charge Transport in Disordered Solids with Applications in Electronics*, ed. by S. Baranovski (John Wiley & Sons, Chichester, 2006) p. 339.
- [3] M. Pollak, T.H. Geballe. *Phys. Rev.*, **122**, 1742 (1961).
- [4] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *ЖЭТФ*, **81**, 406 (1981).
- [5] N.F. Mott. *Phil. Mag.*, **22**, 7 (1970).
- [6] M. Lee, M.L. Stutzmann. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 056 402 (2001).
- [7] E. Helgren, N.P. Armitage, G. Gruner. *Phys. Rev. B*, **69**, 014 201 (2004).
- [8] M. Hering, M. Scheffler, M. Dressel, H.v. Lohneysen. *Phys. Rev. B*, **75**, 205 203 (2007).
- [9] J.A. Reedijk, L.J. Adriaanse, H.B. Brom, L.J. de Jongh, G. Schmid. *Phys. Rev. B*, **57**, R15116 (1998).
- [10] А.Л. Эфрос. *ЖЭТФ*, **89**, 1834 (1985).
- [11] М.А. Ормонт. *Вестн. Моск. ун-та. Физика, Астрономия*, № 2, 57 (2011).
- [12] A.L. Efros. *Phil. Mag. B*, **43**, 829 (1981).
- [13] В.В. Брыксин, М.Н. Дьяконов, В.М. Муждаба, С.Д. Ханин. *ФТТ*, **23**, 1516 (1981).
- [14] М.А. Ормонт. *Вестн. Моск. ун-та. Физика, Астрономия*, № 5, 35 (2012).

Редактор Л.В. Шаронова

## AC conductivity of disordered semiconductors in the region of crossover between the transport mechanisms

M.A. Ormont, I.P. Zvyagin

M.V. Lomonosov Moscow State University  
(Physics Faculty),  
119991 Moscow, Russia

**Abstract** Frequency dependence of the impedance of disordered semiconductors at low temperatures for hopping conduction is analyzed. Main attention is paid to the observed discrepancies between experiment and existing theoretical predictions related to the form of the frequency dependence of the real part of conductivity  $\sigma_1(\omega)$  in the region of the crossover from linear to quadratic dependence („kink“ in the curves  $\ln \sigma_1$  on  $\ln \omega$ ), as well as to abnormally large measured values of  $\text{ctg } \gamma$  ( $\gamma$  is the dielectric loss angle). These differences can be described using the approach that takes into account both the phonon and resonance contributions to the conductivity, as well as transition to the regime of fixed range hopping at frequencies above the crossover frequency.