ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Особенности частотной зависимости бесфононной прыжковой проводимости

М. А. Ормонт

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики полупроводников. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: ormont@phys.msu.ru

Статья поступила 12.04.2012, подписана в печать 29.05.2012.

В рамках теории возмущений проведен расчет мнимой части бесфононной проводимости слаболегированного компенсированного полупроводника. Показано, что при использовании базиса локализованных функций атомного типа суперлинейной частотной зависимости вещественной части проводимости соответствует частотная зависимость мнимой части проводимости близкая к линейной. Найдено, что при частотах меньших частоты перехода (кроссовера) $\omega_{\rm cr}$ от линейной к квадратичной частотной зависимости вещественной части проводимости, тангенс угла диэлектрических потерь слабо зависит от частоты и определяется отношением $\hbar\omega_{\rm cr}$ к ширине примесной зоны. Показано, что из измерений тангенса угла диэлектрических потерь можно получить информацию о радиусе локализации примесных состояний.

Ключевые слова: бесфононная (резонансная) прыжковая проводимость, тангенс угла диэлектрических потерь.

УДК: 621.315.592. PACS: 72.20.Ee.

Введение

Известно, что из частотных зависимостей проводимости можно получить информацию об особенностях механизма переноса носителей заряда в среде. Приложенное к системе переменное электрическое поле напряженности $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 \exp(-i\omega t)$ вызывает смещенный по фазе отклик системы — например, плотность тока $\boldsymbol{j} = \boldsymbol{j}_0 \exp(-i(\omega t - \varphi))$, которая равна $\boldsymbol{j} = \sigma\boldsymbol{E}$; $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$ — комплексная проводимость системы, φ — угол сдвига фазы между током и напряжением, $\operatorname{tg}\varphi = \sigma_2/\sigma_1$. Величину мощности диэлектрических потерь P часто выражают через угол γ, дополняющий до $\pi/2$ угол сдвига фаз между током и напряжением $P = E_0^2\sigma_1/2 = (E_0^2\sigma_2)/2)\operatorname{tg}\gamma$, где $\gamma = \pi/2 - \varphi$ — угол диэлектрических потерь, $\operatorname{tg}\gamma = \sigma_1/\sigma_2$ [1].

Исследования проводимости неупорядоченных систем, в частности слаболегированных компенсированных полупроводников, на изоляторной стороне перехода металл–диэлектрик дают универсальную степенную частотную зависимость вещественной части проводимости

$$\sigma_1 = Re\,(\sigma) = A\omega^s, \tag{1}$$

где A, s — постоянные; как правило, $0 < s \leqslant 1$ [2–6]. Степенная частотная зависимость проводимости (1) обычно свидетельствует о прыжковом механизме электронного переноса [6]; так, для случая прыжкового переноса по локализованным состояниям примесной зоны слаболегированных компенсированных полупроводников теория предсказывает частотную зависимость вещественной части проводимости типа (1) [2–7]. Степенная зависимость (1) с $s \approx 1$ обычно связывается с прыжковой проводимостью по локализованным состояниям электронов на примесных центрах с участием фононов [2]. Аналогичная частотная зависимость с $s \approx 1$ получается при низких частотах и в случае низкотемпературной бесфононной (резонансной) прыжковой проводимости при учете кулоновских корреляций локализованных носителей [4, 5, 7]. С ростом частоты теория бесфононной проводимости предсказывает переход (кроссовер) от линейной частотной зависимости проводимости (с $s \approx 1$) к зависимости, близкой к квадратичной ($s \approx 2$) [3–5, 7]. Подобный переход наблюдался при возрастании частоты в области около 1 ТГц в легированном кремнии в окрестности перехода металл–изолятор [8, 9] и в металлических нанокомпозитах [10].

Анализ частотных зависимостей мнимой части проводимости неупорядоченных систем в изоляторном состоянии (проводимость на постоянном токе $\sigma_{\rm dc} = 0$) часто основывается на соотношениях Крамерса–Кронига [11], согласно которым при $0 < s < 1$ степенной частотной зависимости вещественной части проводимости (1) соответствует такая же частотная зависимость ее мнимой части

$$\sigma_2 = \operatorname{Im}(\sigma) = -\sigma_1 \operatorname{tg}\left(\frac{\pi s}{2}\right). \tag{2}$$

Из равенства (2) следует, что в этом случае угол сдвига фазы φ между током и напряжением (угол диэлектрических потерь γ) не зависит от частоты

$$\operatorname{tg}\varphi = \operatorname{ctg}\gamma = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} = -\operatorname{tg}\left(\frac{\pi s}{2}\right) \approx -\frac{2}{\pi(1-s)}; \tag{3}$$

приближенное равенство выполняется при значениях s, близких к единице [6]. Тогда $|\sigma_2|/\sigma_1 \gg 1$, т. е. угол сдвига фазы $|\varphi|$, мало отличается от $\pi/2$ ($\gamma \approx 0$).

Будем рассматривать случай низких температур, при которых проводимость слаболегированного компенсированного полупроводника по примесной зоне определяется бесфононной составляющей. Не останавливаясь на деталях поведения вещественной части бесфононной проводимости, которые были весьма подробно обсуждены в работах [7, 12, 13], отметим наблюдавшуюся в широкой области частот суперлинейность ($s > 1$) частотной зависимости вещественной части проводимости $\sigma_1(\omega)$ [14, 15]. В этом случае соотношение (2) заведомо неприменимо и мнимую часть бесфононной проводимости $\sigma_2(\omega)$ следует непосредственно рассчитывать по теории возмущений.

Измерения частотной зависимости низкотемпературной проводимости легированного компенсированного полупроводника на изоляторной стороне перехода металл–диэлектрик, проведенные в [16], показали, что при частотах меньших частоты кроссовера компоненты проводимости имеют близкие частотные зависимости $|\sigma_2(\omega)| \sim \sigma_1(\omega) \sim \omega^s$ с показателем степени $s \approx 1$. Однако величина их отношения $|\sigma_2|\sigma_1 \sim 10^2$ [16] превосходит значение, даваемое теорией релаксационной проводимости, более чем в 30 раз [17].

Принимая во внимание суперлинейность ($s > 1$) частотной зависимости вещественной части проводимости $\sigma_1(\omega)$ и расхождение в значениях тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\gamma = \sigma_1/\sigma_2$, получаемых из теории и эксперимента, вычислим в рамках теории возмущений мнимую часть бесфононной проводимости $\sigma_2(\omega)$ и отношение $|\sigma_2|/\sigma_1$.

Расчет мнимой части низкотемпературной бесфононной проводимости

Мы рассматриваем случай компенсированного полупроводника n-типа, считая, что концентрация случайно расположенных в пространстве примесных центров мала, так что при рассмотрении проводимости на переменном токе можно воспользоваться парным приближением, когда полный ток выражается в виде суммы вкладов парциальных токов от отдельных пар центров локализации [18]. При решении задачи о бесфононной проводимости неупорядоченной системы можно использовать полный ортонормированный набор одноэлектронных функций $\{\psi_\lambda\}$, соответствующих эффективному одночастичному гамильтониану $\widehat{H}_e$, учитывающему случайное поле (λ-представление) [18]. Полагая, что уровень Ферми находится ниже уровня протекания, т. е. попадает в область энергий, отвечающую локализованным состояниям, можно использовать усеченный базис из локализованных функций, взятых из набора $\{\psi_\lambda\}$. В случае сильной локализации функции ψ_λ близки к волновым функциям основных состояний примесей; при этом число λ отвечает номеру центра. Приближение слабого легирования и соответствующее ему неравенство $a < (N_d)^{1/3}$ (N_d — концентрация легирующей примеси, a — радиус локализации состояний) дает возможность пренебречь изменением потенциала, создаваемого всеми другими центрами, на радиусе локализации a волновой функции и позволяет учитывать смещения энергий электронов классическим образом, добавляя к соответствующей энергии электрона слагаемое $-e\varphi(r_\lambda)$; $\varphi(r_\lambda)$ — кулоновский потенциал, создаваемый заряженными центрами в точке расположения центра с номером λ. При этом волновая функция примесного состояния остается неизменной и близкой к волновой функции, соответствующей изолированной примеси. Разброс уровней, возникающий за счет беспорядка в расположении заряженных примесей, порядка $(e^2/\kappa)N_d^{1/3}$; при этом вклад в беспорядок в положении уровней за счет квантово-механической гибридизации состояний мал в силу экспоненциальной малости интеграла перекрытия волновых функций локализованных состояний примесей.

Согласно [5, 18], выражение для бесфононной проводимости неупорядоченной системы имеет вид

$$\sigma(\omega) = \frac{ie^2\omega}{V_0} \sum_{\{if\},\, i\neq f} |\langle i|(\boldsymbol{n},\boldsymbol{r})|f\rangle|^2 \frac{(n_F(\varepsilon_i) - n_F(\varepsilon_f))}{(\hbar\omega - \Delta H_{if} + i\alpha)}, \quad (4)$$

где i, f — номера центров локализации; $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор параллельный внешнему электрическому полю; $n_F(\varepsilon)$ — средние числа заполнения состояний с энергией ε;

$$\Delta H_{if} = \varepsilon_f - \varepsilon_i - \frac{e^2}{\kappa r_{if}} = \varphi_f - \varphi_i \quad (5)$$

— изменение энергии неупорядоченной системы при одноэлектронном переходе из начального состояния i в конечное f; r_{if} — расстояние между центрами i и f; κ — диэлектрическая проницаемость среды; e — заряд электрона; φ_i, φ_f — энергии электрона в состояниях i, f; $\varepsilon_i, \varepsilon_f$ — самосогласованные энергии электрона, отвечающие состояниям i, f [19]. Выражение (4) получено с использованием адиабатической гипотезы; соответственно α — малая положительная величина, отвечающая адиабатически медленно возрастающему электрическому полю $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 \exp(-i\omega t + (\alpha/\hbar)t)$. Поскольку выражение $(\hbar\omega - \Delta H_{if} + i\alpha)^{-1}$ находится в (4) под знаком суммы (интеграла), то, выполнив согласно стандартной процедуре предельный переход $\lim_{\alpha\to 0}$, приходим к равенству

$$\frac{1}{(\hbar\omega - \Delta H_{if} + i\alpha)} = P\frac{1}{\hbar\omega - \Delta H_{if}} - i\pi\delta(\hbar\omega - \Delta H_{if}), \quad (6)$$

где P — интеграл в смысле главного значения.

Соответственно компоненты проводимости равны

$$\sigma_1(\omega) = \frac{\pi e^2\omega}{V_0} \sum_{\{if\},\, i\neq f} |\langle i|(\boldsymbol{n},\boldsymbol{r})|f\rangle|^2 (n_F(\varepsilon_i) - n_F(\varepsilon_f)) \times \times \delta(\Delta H_{if} - \hbar\omega), \quad (7a)$$

$$\sigma_2(\omega) = \frac{e^2\omega}{V_0} \sum_{\{if\},\, i\neq f} |\langle i|(\boldsymbol{n},\boldsymbol{r})|f\rangle|^2 \frac{(n_F(\varepsilon_i) - n_F(\varepsilon_f))}{(\hbar\omega - \Delta H_{if})}; \quad (7b)$$

согласно (6), при переходе к интегрированию в (7b) следует рассматривать интеграл в смысле главного значения.

Выражение для матричного элемента при $r_{if} > a$ имеет приближенный вид [7]

$$\langle i|(\boldsymbol{n},\boldsymbol{r})|f\rangle = \langle \psi_i|(\boldsymbol{n},\boldsymbol{r})|\psi_f\rangle \approx \frac{r_{if}^3}{a^2} \exp\left(-\frac{r_{if}}{a}\right)\cos\theta, \quad (8)$$

где θ — угол между векторами n и r_{if}. Матричный элемент имеет выраженный максимум при $r_{if} = 3a$; соответственно основной вклад в мнимую часть проводимости (7b) вносят слагаемые с $r_{if} \sim r_{\text{opt}} > a$ и (7b) можно записать в виде

$$\sigma_2(\omega) \approx \frac{e^2\omega}{V_0} \sum_{\{if\},\, i\neq f} |\langle i|(\boldsymbol{n},\boldsymbol{r})|f\rangle|^2 \frac{(n_F(\varepsilon_i) - n_F(\varepsilon_f))}{\varepsilon_i - \varepsilon_f + \frac{e^2}{\kappa r_{\text{opt}}} + \hbar\omega}. \quad (9)$$

Перейдем в (9) от суммирования по парам к интегрированию по энергиям и пространственным координатам центров:

$$\sigma_2(\omega) \approx e^2\omega\rho_0^2 \iiint d\varepsilon_i\, d\varepsilon_f\, d\boldsymbol{r}_{if}\, |\langle i|(\boldsymbol{n},\boldsymbol{r})|f\rangle|^2 \times \times \frac{(n_F(\varepsilon_i) - n_F(\varepsilon_f))}{(\varepsilon_i - \varepsilon_f + \hbar\omega_1)}, \quad (10)$$

где $\hbar\omega_1 \equiv e^2/\kappa r_{\rm opt} + \hbar\omega$. С учетом того что в принятой модели неупорядоченной среды ширина примесной зоны δ существенно больше ширины кулоновской щели, плотность состояний можно считать постоянной: $\rho(\varepsilon) \approx \rho_0$ при $\varepsilon \in [A,B]$, $\rho(\varepsilon) = 0$ при $\varepsilon \notin [A,B]$, $\delta = B - A$ [4, 19]. Напомним, что кулоновская щель, возникающая в одночастичной плотности состояний $\rho(\varepsilon)$, описывающей распределение самосогласованных энергий взаимодействующих локализованных носителей заряда в основном состоянии системы, является следствием дальнодействующего характера кулоновского взаимодействия [19]. Согласно [7], оптимальная длина прыжков, вносящих основной вклад в проводимость, соответствует переходам между состояниями с энергиями, лежащими вне кулоновской щели. Соответственно в случае столообразной модели плотности состояний кулоновские эффекты, приводящие к появлению кулоновской щели, играют малую роль.

В пределе низких температур в качестве начального состояния выберем основное состояние системы. В этом случае все состояния с энергиями $\varepsilon_j < \mu$ заняты, а с энергиями $\varepsilon_j > \mu$ — свободны (μ — уровень Ферми) [19].

Перейдем к новым переменным $x = (\varepsilon_i - \varepsilon_f + \hbar\omega_1)/2$, $y = (\varepsilon_i + \varepsilon_f + \hbar\omega_1)/2$; тогда $\varepsilon_i = x + y - \hbar\omega_1$, $\varepsilon_f = y - x$.

Разность чисел заполнения отлична от нуля и равна

$$n_F(\varepsilon_i) - n_F(\varepsilon_f) = 1$$

при условии $\varepsilon_i < \mu$, $\varepsilon_f > \mu$, т. е. $\mu + x < y < \mu + \hbar\omega_1 - x$, $x < \hbar\omega_1/2$;

$$n_F(\varepsilon_i) - n_F(\varepsilon_f) = -1$$

при условии $\varepsilon_i > \mu$, $\varepsilon_f < \mu$, т. е. $\mu + \hbar\omega_1 - x < y < \mu + x$, $\hbar\omega_1/2 < x$.

Тогда выражение для интегралов по энергии в (10) можно записать в виде

$$\iint d\varepsilon_i\, d\varepsilon_f\, \frac{(n_F(\varepsilon_i) - n_F(\varepsilon_f))}{(\varepsilon_i - \varepsilon_f + \hbar\omega_1)} = = \int\limits_{\xi_1}^{\hbar\omega_1/2} dx \int\limits_{\mu+x}^{\mu+\hbar\omega_1-x} dy \frac{1}{x} - \int\limits_{\hbar\omega_1/2}^{\xi_2} dx \int\limits_{\mu+\hbar\omega_1-x}^{\mu+x} dy \frac{1}{x} = = \int\limits_{\xi_1}^{\xi_2} dx \frac{(\hbar\omega_1 - 2x)}{x}, \quad (11)$$

где $\xi_1 = (A - B + \hbar\omega_1)/2$, $\xi_2 = (B - A + \hbar\omega_1)/2$ — границы области интегрирования $x \in [\xi_1, \xi_2]$. Будем рассматривать частоты, для которых выполняется неравенство $\hbar\omega_1 = e^2/\kappa r_{\rm opt} + \hbar\omega < \delta = B - A$, т. е. $\xi_1 < 0$, $\xi_2 > 0$, $|\xi_1| < \xi_2$. Тогда интеграл (11) равен

$$\int\limits_{\xi_1}^{\xi_2} dx \frac{(\hbar\omega_1 - 2x)}{x} = \hbar\omega_1 \left(\int\limits_{\xi_1}^{|\xi_1|} \frac{dx}{x} + \int\limits_{|\xi_1|}^{\xi_2} \frac{dx}{x} \right) - 2\delta, \quad (12)$$

где $|\xi_1| = (B - A - \hbar\omega_1)/2$.

Интеграл (12) имеет смысл, если понимать под $\int\limits_{\xi_1}^{|\xi_1|} \frac{dx}{x}$ интеграл в смысле главного значения $P \int\limits_{\xi_1}^{|\xi_1|} \frac{dx}{x} = 0$; тогда (12) принимает вид

$$\int\limits_{\xi_1}^{\xi_2} dx \frac{(\hbar\omega_1 - 2x)}{x} = \hbar\omega_1 \ln\left(\frac{\delta + \hbar\omega_1}{\delta - \hbar\omega_1}\right) - 2\delta \approx -2\delta; \quad (13)$$

приближенное равенство соответствует области частот $\hbar\omega_1 \ll \delta$.

Подставляя (8) в (10), получаем, что интеграл по пространственным координатам центров в (10) равен

$$\int d r_{if}\, |\langle i|(\boldsymbol{n},\boldsymbol{r})|f\rangle|^2 = \frac{\pi}{3 \cdot 2^7} a^5 C_3, \quad (14)$$

где $C_3 = \Gamma(9)$.

Из вида подынтегральной функции в выражении (14) следует, что максимум подынтегрального выражения достигается при значении $r_{if} = 4a$ и основной вклад в мнимую часть проводимости (7b) вносят слагаемые с $r_{if} \sim r_{\rm opt} \sim 4a$.

С учетом равенств (13) и (14) выражение для мнимой части проводимости (10) принимает вид

$$\sigma_2(\omega) \approx e^2\omega\rho_0^2 \frac{\pi}{3 \cdot 2^7} a^5 C_3 \left(\hbar\omega_1 \ln\left(\frac{\delta + \hbar\omega_1}{\delta - \hbar\omega_1}\right) - 2\delta\right). \quad (15)$$

В области частот, для которых выполняется неравенство $\hbar\omega_1 = e^2/\kappa r_{\rm opt} + \hbar\omega \ll \delta$, выражение для мнимой части равно

$$\sigma_2(\omega) \approx -e^2\omega\rho_0^2 \frac{\pi}{3 \cdot 2^7} a^5 C_3 2\delta. \quad (16)$$

Воспользуемся найденным в работе [7] (без учета гибридизации волновых функций удаленных центров) выражением для вещественной части проводимости

$$\sigma_1(\omega) = \frac{\pi^2}{3} C_1 e^2 \rho_0^2 a^5 \omega \left(C_2 \frac{e^2}{\kappa a} + C_3 \frac{\hbar\omega}{2}\right), \quad (17)$$

где $C_1 = \frac{1}{9 \cdot 2^8}$, $C_2 = \Gamma(8)$, $C_3 = \Gamma(9)$, $\frac{C_2}{C_3} = 0.125$ — численные коэффициенты. В этом случае оптимальная длина прыжка определяется параметрами системы и не зависит от частоты, 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 [7]. Согласно (17), переход от линейной к квадратичной частотной зависимости вещественной части бесфононной проводимости происходит в окрестности частоты кроссовера $\omega_{\rm cr}$, определяемой равенством энергий $\hbar\omega_{\rm cr} = 2\frac{C_2}{C_3}\frac{e^2}{\kappa a}$ [7]. Соответственно при частотах, меньших частоты кроссовера $\omega_{\rm cr} = \frac{C_2}{C_3}\frac{2e^2}{\kappa a\hbar}$, имеем

$$\sigma_1(\omega) \approx \frac{\pi^2}{3} C_1 e^2 \rho_0^2 a^5 \omega C_2 \frac{e^2}{\kappa a}. \quad (18)$$

Отметим, что при частотах $\omega < \omega_{cr}$ неравенство $\frac{e^2}{\kappa r_{opt}} + \hbar\omega < \delta$ выполняется, поскольку $\hbar\omega_{cr} \ll \delta$. Соответственно отношение компонент проводимости $|\sigma_2|/\sigma_1$ в области частот $\omega < \omega_{cr}$ равно

$$\frac{|\sigma_2|}{\sigma_1} \approx \frac{9 \cdot 2^3}{\pi} \frac{\delta}{\hbar\omega_{cr}}, \quad (19)$$

т. е. определяется отношением ширины примесной зоны δ к характерной кулоновской энергии $\hbar\omega_{cr} = \frac{C_2}{C_3} \frac{2e^2}{\kappa a}$.

Если для оценки учесть, что разброс уровней, возникающий за счет беспорядка в расположении заряженных примесей порядка $(e^2/\kappa)N_d^{1/3}$, то (19) принимает вид $|\sigma_2|/\sigma_1 \approx 10^2 N_d^{1/3} a$; т. е. из отношения компонент проводимости (тангенса угла диэлектрических потерь) можно получить информацию о радиусе локализации примесных состояний. Для приведенных в работе [16] значений концентрации примеси $N_d \sim 10^{18}$ см$^{-3}$ и радиусов локализации $a \sim 100$ Å имеем $|\sigma_2|/\sigma_1 \sim 10^2$; это согласуется с экспериментально полученными значениями $|\sigma_2|/\sigma_1$ [16]. Следует, однако, иметь в виду, что в этом случае при $(N_d)^{-1/3} \sim a$ мы выходим за рамки применимости теории ($a < (N_d)^{-1/3}$).

Заключение

Таким образом, в рамках теории возмущений показано, что при электронном прыжковом транспорте по локализованным состояниям примесной зоны мнимая и вещественная части проводимости степенным образом зависят от частоты; причем суперлинейной частотной зависимости вещественной части проводимости соответствует частотная зависимость мнимой части проводимости, близкая к линейной.

Из соотношений (16) и (18) следует, что в области $\omega < \omega_{cr}$ компоненты проводимости $\sigma_1(\omega)$ и $\sigma_2(\omega)$ имеют близкие частотные зависимости с показателем степени $s \approx 1$, т. е. $|\sigma_2(\omega)| \sim \sigma_1(\omega) \sim \omega^s$ $(s \approx 1)$. Полученные выражения (16) и (18) для компонент комплексной проводимости $\sigma(\omega)$ согласуются с экспериментальными частотными зависимостями $\sigma_1(\omega)$ и $\sigma_2(\omega)$ как по показателю степени $s \approx 1$, так и по величине отношения $|\sigma_2|/\sigma_1$ [16].

Список литературы

1. *Фрелих Г.* Теория диэлектриков. Диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери. М., 1960.
2. *Pollak M., Geballe T. H.* // Phys. Rev. 1961. **22**. P. 1742.
3. *Mott N.F.* // Phil. Mag. 1970. **22**. P. 7.
4. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* // ЖЭТФ 1981. **81**. С. 406.
5. *Zvyagin I.P.* // Charge Transport in Disordered Solids with Applications in Electronics / Ed. by S. Baranovski. Chichester, 2006. P. 339.
6. *Звягин И.П.*, Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. М., 1984.
7. *Ормонт М.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011. № 2. С. 57.
8. *Lee M., Stutzmann M.L.* // Phys. Rev. Lett. 2001. **87**. P. 056402.
9. *Helgren E., Armitage N.P., Gruner G.* // Phys. Rev. B. 2004. **69**. P. 014201.
10. *Reedijk J.A., Adriaanse L.J., Brom H.B.* et al. // Phys. Rev. B. 1998. **57**. P. R15116.
11. *Kronig R. de L.* // J. Opt. Soc. Am. 1926. **12**. P. 547.
12. *Звягин И.П., Ормонт М.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2008. № 4. С. 44.
13. *Ормонт М.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 2. С. 46.
14. *Hering M., Scheffler M., Dressel M.* et al. // Phys. Rev. B. 2007. **75**. P. 205203.
15. *Ritz E., Dressel M.* // Phys. Stat. Sol. 2008. **5**. P. 703.
16. *Helgren E., Armitage N.P., Gruner G.* // Phys. Rev. Lett. 2002. **89**. P. 246601.
17. *Эфрос А.Л.* // ЖЭТФ. 1985. **89**. С. 1834.
18. *Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Кайпер Р.* и др. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М., 1981.
19. *Efros A.L., Shklovskii B.I.* // Electron–Electron Interactions in Disordered Systems / Ed. by A. L. Efros, M. Pollak. Amsterdam, 1985. P. 409.

Features of the frequency dependence of phononless hopping conductivity

M. A. Ormont

Department of Semiconductor Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.
E-mail: ormont@phys.msu.ru.

Within the framework of perturbation theory, the imaginary part of the phononless conductivity of lightly doped compensated semiconductor has been calculated. It is shown that the use of localized atomic-like function basis leads to superlinear frequency dependence of the real part of conductivity that corresponds to approximately linear frequency dependence of the imaginary part of conductivity. It is found that at frequencies below the frequency of the transition (crossover) ω_{cr} from linear to quadratic frequency dependence of the real part of conductivity dielectric loss tangent is weakly dependent on the frequency and is determined by the ratio of $\hbar\omega_{cr}$ to the width of the impurity band. It is shown that information on the radius of localization of impurity states can be obtained from the measurements of dielectric loss tangent.

Keywords: phononless (resonance) hopping conductivity, dielectric loss tangent.
PACS: 72.20.Ee.
Received 12 April 2012.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2012).

Сведения об авторе

Ормонт Михаил Александрович — канд. физ.-мат. наук, доцент, доцент; тел.: (495) 939-41-18, e-mail: ormont@phys.msu.ru.