

ВОЗНИКНОВЕНИЕ РЕЖИМА НЕОПТИМАЛЬНЫХ ПРЫЖКОВ ДЛЯ ПРОВОДИМОСТИ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ В АМОРФНОМ АНТИМОНИДЕ ГАЛЛИЯ

С.В.Демидов, А.А.Пронин, Н.Е.Случанко, Н.А.Самарин, А.Г.Ляпин*

*Институт общей физики РАН
117942 Москва, Россия*

** Институт физики высоких давлений РАН
142092 Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 30 декабря 1996 г.

Найдено возможное решение проблемы несоответствия параметров локализованных состояний, определяемых из статической и динамической прыжковой проводимости, характерной для тетраэдрических аморфных полупроводников. На примере α -GaSb показано, что моттовская длина прыжка R_{opt} , корреляционная длина для неоптимальных прыжков L_T и длина прыжка на переменном токе R_ω связаны соотношением $R_{opt} < L_T < R_\omega$, в результате чего для проводимости на постоянном токе справедлив закон Мотта, а для проводимости на переменном токе $\sigma(\omega)$ имеет место режим неоптимальных прыжков Звягина. Наблюдаемая величина $\sigma(\omega)$ уменьшается на два порядка по отношению к проводимости, рассчитанной по формуле Остина – Мотта для параметров локализованных состояний, найденных из измерений на постоянном токе. Предложена модель, количественно описывающая статическую и динамическую проводимость α -GaSb с помощью единого набора параметров, характеризующих сетку сопротивлений Миллера – Абрахамса.

PACS: 41.23.Cq, 61.43.Dq, 72.15.Cz

1. Классическим примером токопереноса по локализованным состояниям в физике неупорядоченных сред является прыжковая проводимость моттовского типа. С теоретической точки зрения этот случай также исследован наиболее подробно и сводится к задаче $R - \epsilon$ протекания на случайной сетке сопротивлений Миллера – Абрахамса [1,2]. Если a – радиус локализации волновой функции, то для постоянной плотности состояний на уровне Ферми $g(E_F) \approx \text{const}$ величина удельного сопротивления дается формулой [1]

$$\rho = \rho_0 \exp[(T_0/T)^{1/4}], \quad T_0 = 17.6/g(E_F)a^3 k_B. \quad (1)$$

При этом положительная часть магнитосопротивления, обусловленная сжатием волновой функции в магнитном поле H , имеет вид [2]

$$\ln[\rho(H)/\rho(0)] = \frac{5}{2016} a^4 H^2 (T_0/T)^{3/4} / (c^2 \hbar^2). \quad (2)$$

Из формул (1), (2) следует, что одновременное измерение температурных зависимостей проводимости и магнитосопротивления позволяет независимо найти плотность состояний и радиус локализации [3].

Известно также, что для режима моттовской прыжковой проводимости действительная часть проводимости σ' на переменном токе с частотой ω должна описываться формулой Остина – Мотта [4]:

$$\sigma'(\omega) = \frac{\pi^4}{24} a e^2 k_B T g(E_F)^2 \omega R_\omega^4, \quad R_\omega = (a/2) \ln(\nu_{ph}/\omega), \quad (3)$$

где ν_{ph} и R_ω – характерная фононная частота и длина прыжка, соответственно. Видно, что формула (3) дает независимую информацию о параметрах локализованных состояний и вместе с (1) и (2) также может быть использована для расчета $g(E_F)$ и a .

Однако оказывается, что попытки такого рода расчетов для тетраэдрических материалов типа α -Ge дают величины плотности состояний, которые могут отличаться более чем на два порядка для статических (формулы (1), (2)) и динамических (формула (3)) измерений [4,5]. Более того, в экспериментах часто наблюдается более слабая температурная зависимость $\sigma'(\omega, T)$ [5,6] по сравнению с предсказаниями Остина – Мотта.

Указанная проблема была сформулирована более чем десятилетие назад [4–6] и до сих пор не получила удовлетворительного решения. В [5,6] был предложен достаточно экзотический выход из положения, основанный на рассмотрении поляронных прыжков, которые, по мнению авторов [5,6], определяют $\sigma'(\omega, T)$ и действительно могут приводить к более слабой температурной зависимости. Однако этот подход не удается совместить с одновременным наблюдением закона Мотта (1). Таким образом, насколько нам известно, до сих пор не удалось описать статическую и динамическую прыжковую проводимость в рамках единого набора параметров, что ставит под сомнение адекватность теоретических решений (1)–(3).

Целью настоящей работы явилось экспериментальное исследование проблемы согласования статических и динамических характеристик, для чего нами изучались температурные зависимости проводимости и магнитосопротивления $\rho(T, H)$ и диэлектрические потери $\sigma'(\omega, T)$ в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка.

2. В качестве объекта исследования были выбраны объемные образцы аморфного антимонида галлия, α -GaSb, синтезируемые методом термобарической закалки в условиях высокого давления [7]. Известно [3], что α -GaSb является удобным объектом для изучения прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. На рис.1 приведены данные $\rho(T)$ и $\rho(H, T = 4.2\text{ K})$. Видно, что для $T < 100\text{ K}$ справедлив закон Мотта, причем при гелиевых температурах существует протяженный участок асимптотики $\ln \rho \propto H^2$. В слабых полях наблюдается небольшое отрицательное магнитосопротивление, обусловленное квантовыми интерференционными эффектами [8,3]. Расчет по формулам (1), (2) дает значения $g(E_F) = 4.2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}/\text{эВ}$ и $a = 46 \text{ \AA}$, которые находятся в согласии с результатами [3].

Измерения температурных зависимостей действительной и мнимой частей динамической проводимости, $\sigma'(\omega, T)$ и $\sigma''(\omega, T)$ были выполнены для частот $\nu = \omega/2\pi = 1 - 500 \text{ МГц}$ на тех же самых образцах α -GaSb (рис.2). Для этого с помощью измерителя импеданса НР-4191А регистрировался коэффициент отражения от коаксиальной линии с волновым сопротивлением 50 Ом , нагруженной на образец. Образец располагался внутри ампулы в гелиевом криостате, температуру которой можно было перестраивать и стабилизировать в диапазоне $4.2 - 300 \text{ K}$. Паразитный вклад от линии устранялся как встроенной системой компенсации измерителя импеданса, так и путем проведения калибровочных измерений короткозамкнутой и разомкнутой линии, выполнявшихся для каждой точки частота-температура. Система регистрации на базе персонального компьютера позволяла автоматически вводить корректировку и пересчитывать модуль коэффициента отражения и фазу сигнала в действительную и мнимую

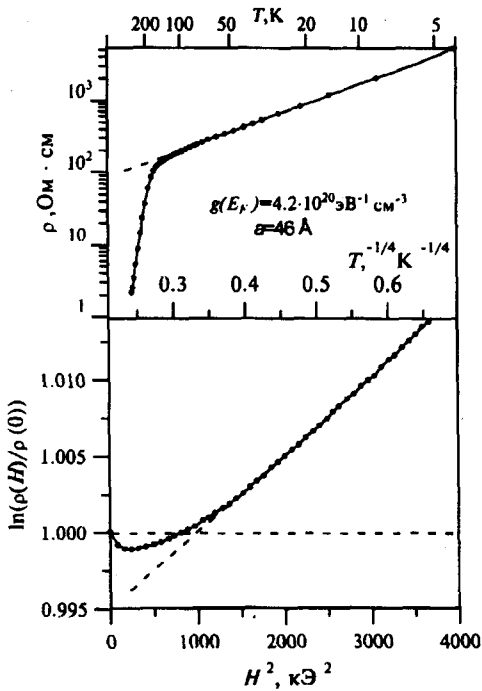


Рис.1. Температурная зависимость удельного сопротивления и полевая зависимость магнитосопротивления при $T = 4.2\text{ K}$, использованные для определения параметров локализованных состояний у образца $\alpha\text{-GaSb}$

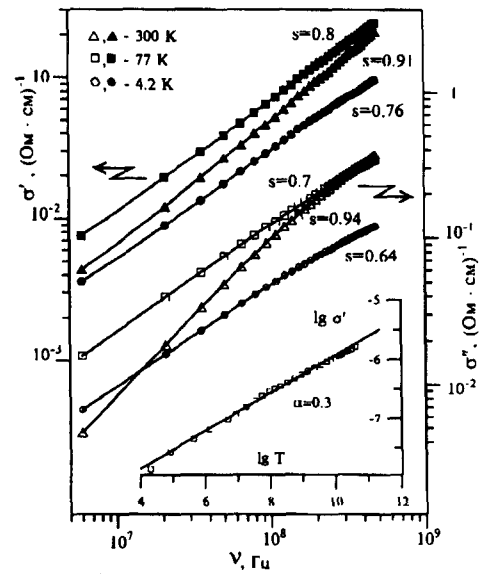


Рис.2. Действительная и мнимая части высокочастотной проводимости при различных температурах для образца $\alpha\text{-GaSb}$

часть динамической проводимости образца. Традиционно данные $\sigma(\omega, T)$ для неупорядоченных сред представляют в асимптотически точном виде [1, 4-6, 9]

$$\sigma(\omega, T) \propto T^\alpha \omega^s, \quad (4)$$

причем в случае Остина - Мотта должно быть $\alpha = 1$ и $s = 1 - 4/\ln(\nu_{ph}/\omega)$. Из рис.2 следует, что у $\alpha\text{-GaSb}$ при $T = 300\text{ K}$ величина s составляет 0.91-0.94, а в области прыжковой проводимости уменьшается до $s \approx 0.8 - 0.7$ ($T = 77\text{ K}$) и $s \approx 0.76 - 0.64$ ($T = 4.2\text{ K}$). Отметим, что в нашем случае с точностью 5-10% выполняется условие связи $\sigma'' = \sigma' \text{tg}(\pi s/2)$ [1-5], следующее из соотношения Крамерса - Кронига для степенных зависимостей. Такое согласие оказывается вполне удовлетворительным, учитывая приближенный характер формулы (4). Интересно, что эмпирическая величина индекса α в области прыжковой проводимости составляет $\alpha \approx 0.3$ (см. вставку на рис.2), что существенно отличается от теоретического значения $\alpha = 1$. Таким образом, как и в случае $\alpha\text{-Ge}$ [6], температурная зависимость высокочастотной прыжковой проводимости оказывается более слабой по сравнению с предсказанием (3).

Сравнивая результаты рис.1, 2 с литературными данными [4-6, 9], можно заключить, что случай $\alpha\text{-GaSb}$ является типичным для образца с прыжковой проводимостью моттовского типа, причем имеет место описанное в п.1 расхождение статических и динамических данных. Сравним экспериментальные

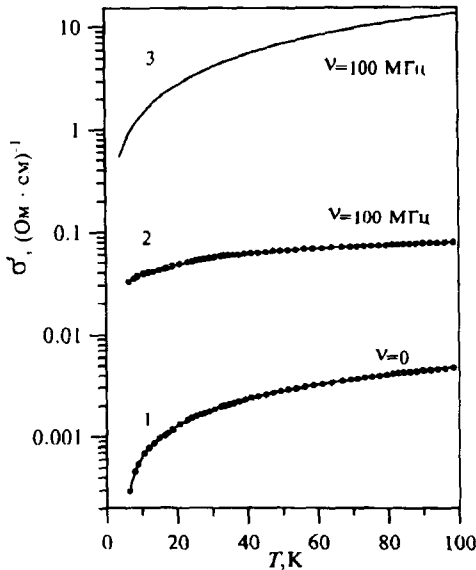


Рис.3. Сравнение статической (1) и динамической (2) прыжковой проводимости с расчетом по формуле Остина – Мотта (3) для экспериментальных параметров локализованных состояний (рис.1)

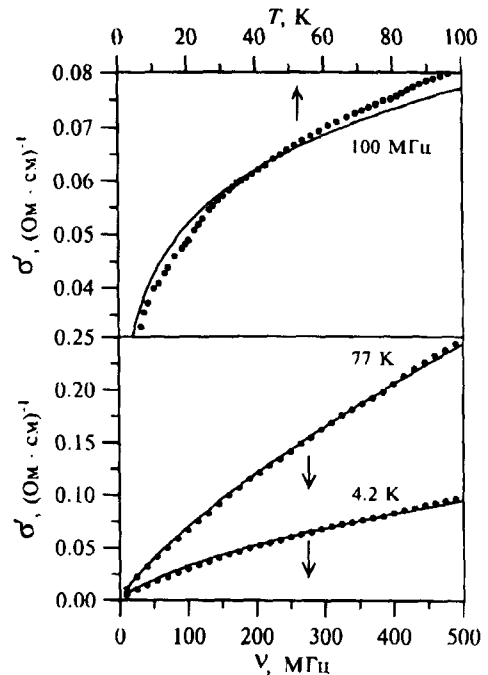


Рис.4. Сравнение экспериментальных частотных и температурных зависимостей динамической прыжковой проводимости с моделью неоптимальных прыжков для экспериментальных значений $g(E_F)$ и a (рис.1) и $D^* = 4.9 \text{ cm}^2/\text{c}$

данные для статической $\sigma'(\omega = 0, T) \equiv \rho(T)^{-1}$ и динамической $\sigma'(\omega, T)$ проводимости на частоте $\nu = 100 \text{ МГц}$ с результатами модельного расчета по формуле Остина – Мотта с параметрами $g(E_F)$ и a , определенными из статических измерений, и фоновой частотой $\nu_{ph} \sim (4 - 5) \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, выбранной из условия соответствия наблюдаемым индексам s (см. рис.3, кривые 1–3, соответственно). Видно, что $\sigma'(\omega, T)$ хотя и возрастает в 75–20 раз для $T < 100 \text{ К}$ по сравнению со случаем статической проводимости (рис.3, кривые 1 и 2), но все же не настолько сильно, как должно было бы быть согласно формуле (3), причем расхождение теоретических и экспериментальных значений составляет два порядка величины и оказывается существенно больше ошибки, возникающей в результате экспериментальной погрешности в определении $g(E_F)$ и a .

3. Проанализируем теперь возможные причины расхождения статических и динамических данных. Априори можно представить себе ситуацию, когда проводимость на постоянном токе осуществляют электроны, а за потери на переменном токе ответственны поляроны, которые дают слабый вклад в статическую проводимость. В этом случае естественно ожидать значений плотности состояний и радиуса локализации, никак не связанных с результатами статических измерений и определяющих $\sigma'(\omega, T)$ для поляронных прыжков, причем согласно [6] температурная зависимость высокочастотной проводимости действительно может оказаться более слабой. Однако данные рис.3 практически

исключают такую интерпретацию. Действительно, если поляроны и не вносят вклада в перенос на постоянном токе в силу их более сильной локализации, то электроны будут заведомо давать вклад и в статическую, и в динамическую проводимость, причем величина $\sigma'(\omega, T)$, оцененная по формуле Остина – Мотта для экспериментальных параметров сетки сопротивлений Миллера – Абрахамса (рис.3, кривая 3), существенно превышает гипотетический поляронный вклад, который следует сопоставлять с наблюдаемыми данными (рис.3, кривая 2). Таким образом, реальной проблемой является не привлечение дополнительного поляронного вклада, а объяснение того факта, что электроны, участвующие в прыжках, дают величину $\sigma'(\omega, T)$ меньше ожидаемой, исходя из формулы (3).

По нашему мнению, непротиворечивая интерпретация данных рис.1–3 может быть достигнута в модели, основанной на рассмотрении неоптимальных прыжков [10]. Согласно [10], при конечных температурах существует длина когерентности фазы волновой функции L_T , обусловленная неупругим взаимодействием с фононами. В результате огибающую волновой функции $\Psi(R) \propto \exp(-R/a)$ локализованного центра некорректно рассматривать на расстояниях $R > L_T$, и параметр L_T играет роль предельной длины прыжка [10]. Таким образом, наблюдение закона Мотта (1) возможно только при условии $R_{opt} < L_T$, где $R_{opt} = (a/2)(T_0/T)^{1/4}$ – длина прыжка на постоянном токе. Используя простейшую оценку для $L_T = (g(E_F)k_B T)^{-1/3}$ [10], легко показать, что α -GaSb в диапазоне $4.2 \text{ K} < T < 100 \text{ K}$ характерные пространственные масштабы лежат в пределах $190 \text{ \AA} > L_T > 65 \text{ \AA}$ и $130 \text{ \AA} > R_{opt} > 60 \text{ \AA}$, то есть условие $R_{opt} < L_T$ для $T < 100 \text{ K}$ заведомо выполняется. Однако для динамической проводимости длина прыжка будет $R_\omega = (a/2)\ln(\nu_{ph}/\omega) = (a/2)(4/(1-s)) \approx 300 \text{ \AA}$, и в рассматриваемом случае справедливо соотношение $R_{opt} < L_T < R_\omega$, то есть для прыжков на постоянном токе реализуется моттовский режим, а для прыжков на переменном – режим неоптимальных прыжков. Поскольку $\sigma'(\omega, T)$ растет с увеличением длины прыжка (формула (3)), то обрезание R_ω на уровне L_T должно приводить к заметному уменьшению проводимости по сравнению с результатом Остина – Мотта, что и наблюдается экспериментально (рис.3).

Проведем теперь количественную оценку. Следуя [9], запишем выражение для $\sigma'(\omega, T)$ в виде

$$\begin{aligned} \sigma' &= \left\langle \frac{e^2 R^2}{12k_B T} \text{ch}^{-2} \left(\frac{\Delta}{2k_B T} \right) \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \omega \right\rangle \approx \\ &\approx \left\langle \frac{e^2 R^2}{12k_B T} \right\rangle \left\langle \text{ch}^{-2} \left(\frac{\Delta}{2k_B T} \right) \right\rangle \left\langle \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \right\rangle \omega. \end{aligned} \quad (5)$$

В этой формуле предполагается, что в режиме неоптимальных прыжков в отличие от случая Остина – Мотта корреляция между дипольным моментом eR и дебаевским фактором отсутствует и эти величины следует усреднять независимо. Тогда с точностью до численного множителя дебаевский фактор пропорционален числу центров, для которых $\omega\tau \sim 1$ [9]:

$$\langle \omega\tau / (1 + (\omega\tau)^2) \rangle \approx \frac{\pi}{4} a^3 \ln^2 \frac{\nu_{ph}}{\omega} g(E_F) k_B T,$$

а множитель, учитывающий энергетический разброс уровней центров, между которыми происходят прыжки, оценивается стандартно: $\langle \text{ch}^{-2}(\Delta/2k_B T) \rangle \approx$

$2g(E_F)k_B T$. Для неоптимальных прыжков $\langle R^2 \rangle = L_T^2$, а характерная фоновая частота равна $\nu_{ph} = k_B T / \hbar$ [10]. Тогда

$$\sigma' = \frac{\pi}{24} e^2 L_T^2 g(E_F)^2 k_B T a^3 \omega \ln^2 \frac{k_B T}{\hbar \omega} = \frac{\pi}{24} e^2 \hbar D^* g(E_F)^2 a^3 \omega \ln^2 \frac{k_B T}{\hbar \omega}. \quad (6)$$

При выводе (6) мы учли, что для режима неоптимальных прыжков L_T более точно дается формулой $L_T = \sqrt{D^* / \nu_{ph}} \equiv \sqrt{\hbar D^* / k_B T}$, где D^* – эффективный коэффициент диффузии [10]. Из формулы (6) следует, что индексы α и s в (4) связаны соотношением $\alpha + s \approx 1$, которое неплохо выполняется для α -GaSb (рис.2). Кроме того, из явного выражения для $s = 1 - 2 / \ln(k_B T / \hbar \omega)$ вытекает, что этот индекс в режиме неоптимальных прыжков будет уменьшаться с температурой, что и наблюдается экспериментально (рис.2).

Выражение для $\sigma'(\omega, T)$ содержит единственный неизвестный параметр D^* , который может быть найден из сравнения зависимости (6) и экспериментальных данных (рис.4). Видно, что формула (6) хорошо аппроксимирует как температурные, так и частотные зависимости σ при $D^* = 4.9 \text{ см}^2/\text{с}$. По-видимому, D^* достаточно сложно вычислить из первых принципов [10], однако можно предложить независимую оценку. Если $T^* \approx 100 \text{ К}$ отвечает началу участка прыжковой проводимости (рис.1), то при этой температуре должно выполняться условие $R_{opt} \approx L_T = \sqrt{\hbar D^* / k_B T}$ [10], откуда следует значение $D^* = 5 \text{ см}^2/\text{с}$, практически совпадающее с оценкой исходя из формулы (6).

Таким образом, мы показали, что представление о неоптимальных прыжках позволяет не только качественно интерпретировать причину расхождения статических и динамических данных, но и количественно описывать статическую и динамическую проводимость в рамках единого набора параметров для локализованных состояний. Этот результат может рассматриваться как независимое свидетельство в пользу возможности реализации режима неоптимальных прыжков в экспериментальных системах, поскольку ранние попытки интерпретации данных для прыжковой проводимости на постоянном токе в рамках указанных представлений [11] оказывались неоднозначными, так как сходного поведения можно было ожидать в модели кулоновской щели. Поскольку для α -GaSb справедлив закон Мотта, кулоновские корреляции незначительны и, по-видимому, в настоящей работе нам удалось наблюдать эффекты, обусловленные именно неоптимальными прыжками.

Работа выполнена в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований 95-02-03815а и INTAS 94-4435.

1. И.П.Звягин, *Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках*, М.: Изд-во МГУ, 1984.
2. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
3. С.В.Демишев, Д.Г.Лунц, А.Г.Ляпин и др., *ЖЭТФ* 110, 33 (1996).
4. Н.Мотт, Э.Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, М.: Мир, 1982.
5. A.R.Long, *Adv. Phys.* 31, 553 (1982).
6. A.R.Long, N.Balkan, W.R.Hogg, and R.P.Ferrier, *Phil. Mag.* B45, 497 (1982).
7. С.В.Демишев, Ю.В.Косичкин, Н.Е.Случанко, А.Г.Ляпин, *УФН* 164, 195 (1994).
8. W.Schirmacher, R.Kempton, in *Hopping and Related Phenomena*, World Scientific, Singapore, 1994, p.31.
9. S.R.Elliott, *Adv. Phys.* 36, 135 (1987).
10. I.P.Zvyagin, *Phys. Stat. Sol. (b)* 120, 503 (1983).
11. Н.Б.Брандт, С.В.Демишев, А.А.Дмитриев, В.В.Мошталков, *Письма в ЖЭТФ* 38, 323 (1983).