

РАЗМЕРНАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И. П. Звягин

Рассмотрен механизм локализации, связанный с зависимостью уровня протекания от толщины проводящей области. Соответствующая зависимость энергии активации проводимости позволяет оценить критический показатель, определяющий поведение корреляционной длины вблизи порога протекания.

В последнее время наблюдался переход от безактивационной к активационной температурной зависимости проводимости, отвечающий локализации электронов при уменьшении толщины проводящей области [1, 2]. В указанных работах этот эффект связывался с уменьшением "минимальной металлической проводимости" при переходе к двумерной неупорядоченной системе, в которой определяющую роль играют мелкомасштабные флуктуации внутреннего поля.

Мы рассмотрим размерную локализацию электронов, обусловленную наличием в образце плавного случайного поля. Модель неоднородного полупроводника с плавным случайным полем была ранее успешно использована для объяснения некоторых особенностей рекомбинации и фотопроводимости неупорядоченных полупроводников, для описания проводимости по неоднородной поверхности и т. д. [3 – 5]. В дальнейшем мы будем, как это часто делается, пренебрегать возможностью туннелирования электронов через классически недоступные области; это предположение оправдано для плавных крупномасштабных флуктуаций потенциала. Соответственно, в неоднородной системе с крупномасштабными флуктуациями уровень протекания близок к классическому, $E_p^{(d)}$, положение которого зависит от вида характеристического функционала $\mathcal{P}\{U(x)\}$, определяющего статистические свойства случайного поля $U(x)$, и от размерности пространства d . В двумерном случае для произвольного симметричного функционала, $\mathcal{P}\{U\} = \mathcal{P}\{-U\}$, критичес-

кая доля классически доступного пространства, отвечающая энергии $E_p^{(2)}$, равна $v_c^{(2)} = 0,5$ [6, 7]; в трехмерном случае расчет с использованием гауссова функционала вида $\mathcal{P}\{U\} = \exp\left(-\frac{1}{2\psi_1} \int U^2(\mathbf{x})d\mathbf{x}\right)$ дал значение $v_c^{(3)} \approx 0,17$ [8]. Если считать характеристический функционал гауссовым, то положение уровня протекания дается выражением

$$E_p^{(d)} = -\xi^{(d)} \psi_1^{1/2}, \quad (1)$$

где за начало отсчета выбрана средняя потенциальная энергия электрона, а параметр $\xi^{(d)}$ ($d = 2, 3$) определяется из уравнения

$$\operatorname{erf} \frac{\xi^{(d)}}{\sqrt{2}} = 1 - 2v_c^{(d)}. \quad (2)$$

Указанным выше значениям $v_c^{(d)}$ соответствуют $\xi^{(2)} = 0$ и $\xi^{(3)} \approx 0,96$. Неравенство $E_p^{(2)} > E_p^{(3)}$ отражает то очевидное обстоятельство, что с увеличением размерности пространства возникают дополнительные возможности обхода "горбов" потенциального рельефа, что и приводит к понижению уровня протекания. Можно ожидать, что это понижение будет иметь место и для негауссовых потенциалов, и при учете туннелирования, хотя конкретные выражения для уровня протекания будут иными.

Будем для определенности считать характеристический функционал гауссовым и обозначим через l_0 характерный масштаб потенциала. Если уменьшать толщину проводящей области w , оставляя неизменными концентрацию и форму потенциального рельефа; то при $w < l_0$ происходит переход к двумерному случаю. Однако, как и в случае прыжковой проводимости тонких пленок [9], конечность поперечных размеров системы сказывается уже при $w > l_0$. Дело в том, что в соответствии с обычным предположением о поведении корреляционной длины L_c , характеризующей форму классически доступной области, названная длина имеет степенную особенность вблизи порога протекания [10]:

$$L_c = l_0 \left(\frac{|v_c - v_c^{(3)}|}{v_c^{(3)}} \right)^{-\nu}, \quad (3)$$

где ν – критический показатель, для решеточных задач несколько меньший единицы. При малых толщинах протекание отсутствует; оно возникает лишь при $L_c \lesssim w$. Это означает, что критическая доля объема, v_c , начинает зависеть от w – условие $L_c \sim w$ с учетом (3) дает

$$v_c(w) = v_c^{(3)} \left[1 + B \left(\frac{l_0}{w} \right)^{1/\nu} \right], \quad (4)$$

где B – некоторый неизвестный численный коэффициент. Зависимость (4) справедлива при $w > l_0$, когда различие между $v_c(w)$ и $v_c^{(3)}$ невелико; при толщинах, меньших l_0 , величина $v_c(w)$ стремится к постоянному значению $v_c^{(2)} = 0,5$.

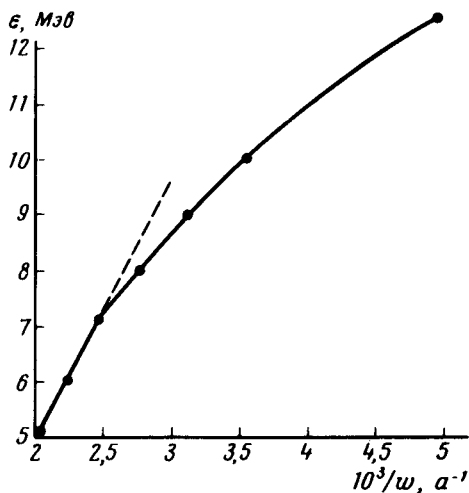
Согласно (1), (2) и (4), при заданной толщине w критической доле объема, $v_c(w)$, соответствует уровень протекания

$$E_p(w) \cong E_p^{(3)} + B_1 \psi_1^{1/2} \left(\frac{l_0}{w} \right)^{1/\nu}, \quad (5)$$

где $B_1 \cong 4Bv_c^{(3)}$. Если в массивном образце уровень Ферми F расположен выше $E_p^{(3)}$, но ниже $E_p^{(2)}$, то когда w становится меньше значения w_0 , такого, что $E_p(w_0) = F$, происходит переход от проводимости металлического типа к активированной проводимости полупроводникового типа. Если разность $F - E_p^{(3)} \equiv \epsilon_0$ не очень велика, так что при $E_p(w) \sim F$ еще можно пользоваться формулой (5), то при $w < w_0$ энергия активации статической проводимости меняется по закону

$$\epsilon(w) = -\epsilon_0 + B_1 \psi_1^{1/2} \left(\frac{l_0}{w} \right)^{1/\nu}. \quad (6)$$

При уменьшении w должны наблюдаться отклонения от зависимости (6) — замедление роста энергии активации и стремление ее к предельному значению $\epsilon(0) = E_p^{(2)} - F$ при $w < l_0$.



Представляет интерес сопоставить полученные соотношения с экспериментальными данными по изменению энергии активации с толщиной проводящей области. Подобные данные, относящиеся к активации в металлизированную примесную зону GaAs n -типа, содержатся в работе [2]. Следует отметить, что подобное сопоставление в известной мере условно, поскольку не вполне ясно [11], в какой мере использованная выше модель достаточна для описания системы, исследованной в [2]. Зависимость $\epsilon(w)$, рассчитанная по данным работы [2], представлена на рисунке. Видно, что характер этой зависимости соответствует обсуждавшемуся выше; при $w \gtrsim 400 \text{Å}$ экспериментальные токи удовлетворительно описываются формулой (6) с критическим показателем, близким к единице. Это значение ν согласуется с соответствующими расчетами для решеточных задач [10, 12]. Наблюдаемое замедление роста $\epsilon(w)$ при меньших w также согласуется с обсуждавшейся выше моделью.

Выражаю благодарность В.Л.Бонч-Бруевичу и А.Г.Мионову за полезные обсуждения.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
4 октября 1977 г.

Литература

- [1] N.F.Mott, M.Pepper, S.Pollit, R.H.Wallis, C.J.Adkins. Proc. Roy. Soc., A345, 169, 1975.
 - [2] M. Pepper. J. Phys., C10, 143, 1977.
 - [3] Ю.Я.Ткач. ФТП, 9, 1071, 1975.
 - [4] М.К.Шейнкман, А.Я.Шик. ФТП, 10, 209, 1976.
 - [5] А.Я.Шик. ЖЭТФ, 70, 2211, 1976; ЖЭТФ, 71, 1159, 1976.
 - [6] А.М.Дыхне. ЖЭТФ, 59, 111, 1970.
 - [7] R.Zallen, H.Scher. Phys. Rev., B4, 4471, 1971.
 - [8] А.С.Скал, Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. Письма в ЖЭТФ, 17, 522, 1973; ФТТ, 15, 1423, 1973.
 - [9] В.И.Shklovsky. Phys. Lett., 51A, 289, 1975.
 - [10] М.Е.Левинштейн, Б.И.Шкловский, М.С.Шур, А.Л.Эфрос. ЖЭТФ, 69, 396, 1975.
 - [11] Э.М.Баскин, Б.С.Лисенкер, Ю.Е.Марончук, А.Ю.Шегай. ФТП, 10, 518, 1976.
 - [12] А.В.Шейнман. ФТП, 9, 2146, 1975.
-