

# ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА ЧЕРЕЗ ПОЛУПРОВОДНИКИ С ПРИМЕСЯМИ ИЛИ ДЕФЕКТАМИ, СОЗДАЮЩИМИ ГЛУБОКИЕ УРОВНИ

Г. М. АВАКЬЯНЦ

В статье теоретически исследуется прохождение тока через полупроводники, содержащие примеси или дефекты, создающие глубокие уровни акцепторного типа.

## 1. Введение. Исходные уравнения

За последнее время экспериментальные исследования выявили ряд интересных свойств полупроводников, содержащих дефекты или примеси с глубокими уровнями [1, 3]. В то же время и теоретические расчеты указывают на необычный характер тока через такие полупроводники [2, 4]. Однако теория еще далека от полного и однозначного толкования опытных данных.

В настоящей работе теоретически исследуется прохождение тока через полупроводник, на концах которого имеются инжектирующие переходы типа: слева  $p$ - $n$ , справа  $n$ - $p^+$ . Длина средней части полупроводника  $n$ -типа предполагается во много (десятки) раз превосходящей диффузионную длину неосновных носителей (дырок). В этом случае носители перемещаются в полупроводнике за счет дрейфа в токовом электрическом поле. В средней части полупроводника ( $x = 0 \div d$ ) имеются как примеси донорного типа, создающие мелкие энергетические уровни, так и примеси (дефекты) акцепторного типа, энергетический уровень которых находится где-то вблизи середины запрещенной зоны (глубокий уровень). Что касается мелких уровней, то мы их будем считать пустыми. Их заряд на единицу объема обозначим через  $eN_g$ . Глубокие уровни заселены электронами. При этом предполагается, что концентрация акцепторных уровней лишь несколько превосходит концентрацию доноров, отчего полупроводник приобретает очень высокое удельное сопротивление, становится компенсированным, но сохраняет исходный тип проводимости ( $n$ -тип).

Пусть  $N_0$  — полная концентрация глубоких уровней. Если через  $N_-$  обозначить концентрацию заполненных электронами глубоких уровней, то концентрация избыточного положительного заряда неподвижных центров  $e(N_g - N_-)$  может быть записана в следующем виде:

$$e(N_g - N_-) = \frac{-\frac{N_0 - N_g}{N_g}(\nu'n + 1) + \frac{\alpha'}{\alpha} + \nu p}{1 + \frac{\alpha'}{\alpha} + \nu p + \nu'n} N_g. \quad (1)$$



Здесь  $\nu' = \frac{\beta'}{\alpha}$ ,  $\nu = \frac{\beta}{\alpha}$ ,  $\beta$  — коэффициент рекомбинации дырки на глубокий уровень,  $\beta'$  — коэффициент рекомбинации электронов на тот же уровень,  $\alpha$  — коэффициент теплового заброса электрона из валентной зоны на глубокий уровень,  $\alpha'$  — тот же коэффициент для заброса электрона с глубокого уровня в зону проводимости. Обычно  $\alpha'$  несколько меньше  $\alpha$ , так же как  $\beta'$  меньше  $\beta$ . Величина  $\delta_0 = \frac{N_0 - N_g}{N_g}$  чаще всего значительно меньше единицы. Так, например, при компенсации золотом *n*-кремния от сопротивлений 1 ом·см до сопротивлений порядка нескольких десятков килоом·см,  $\delta_0$  составляет несколько сотых. Оценки для случая золота в кремнии показывают, что в знаменателе наибольшим членом является  $\nu'n$  (при комнатных температурах);  $\nu'$  меньше  $\nu$  при комнатной температуре всего в 2 раза. Поэтому при увеличении концентрации дырок и электронов, при инжекции, член  $\nu'n$  будет до еще очень больших токов оставаться самым большим членом в знаменателе (1). Тогда представляется возможным (1.1) переписать приближенно так (опуская заряд  $e$ ):

$$N_g - N_- = \frac{\nu p + \mu}{\nu' n} N_g - N_n. \quad (2)$$

Здесь

$$\mu = \frac{\alpha'}{\alpha} \delta_0, \quad (3)$$

$$N_n = \delta_0 N_g. \quad (4)$$

Приближение (2), по-видимому, подходит и для большинства других случаев компенсации Ge, Si, AsGa, PGa примесями с глубокими уровнями Au, Co, Zn, Cu, Ni, Fe, Mn и т. д. Если  $\nu p$  в знаменателе (1) станет сравнимым с  $\nu'n$ , это будет означать практически полную раскомпенсацию материала. В это время возможно увеличение жизни дырок за счет превышения  $\beta$  над  $\beta'$ . Однако все это произойдет при плотностях тока больших, чем те, которые мы здесь хотим рассматривать (при  $n \approx \frac{j}{eu_n E} > N_0$ ).

Для напряженности электрического поля  $E$  в базовой области можно получить следующее приближенное уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E}{dx^2} - \left( \frac{j}{u_n E^2 D} + \frac{n_1 N_g e^2 u_n}{j D} - \frac{b}{u_n \tau_p E} \right) \frac{dE}{dx} + \\ + \frac{b}{u_n \tau_p E} \frac{e}{D} \left[ \frac{j}{eu_n E} + N_n - \frac{n_1 N_g eu_n E}{j} \right] = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $D = \frac{\varepsilon}{4\pi}$ . Остальные обозначения обычные. В дальнейшем счи-



таем, что  $n_1 = \frac{1}{\nu'}$ , больше нуля. Более того, если  $\mu \approx \frac{\alpha'}{\alpha}$ , т. е.  $\frac{\alpha'}{\alpha} \gg \delta_0$ , что в большинстве случаев, по-видимому, выполнено, то  $n_1$  по своему физическому смыслу есть концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с уровнем глубоких ловушек. Величина  $N_n$  есть (тем точнее, чем ближе  $N_-$  и  $N_g$ ) концентрация незаполненных электронами в равновесном состоянии глубоких акцепторных уровней.

## 2. Расчет вольт-амперной характеристики при высоких температурах

Уравнение (5) имеет несколько приближенных решений. При малых токах в скобках перед  $\frac{dE}{dx}$  можно сохранить лишь член с  $n_1$ . В квадратной скобке, если  $N_n > \frac{j}{eu_n E} \approx n$ , можно оставить только член  $N_n$ . Нетрудно показать, что член, содержащий  $n_1$ , вообще говоря, мал по сравнению с  $N_n$ . В самом деле,  $n_1 \sim n_i$ ,  $N_n \sim \frac{n_i}{n_0} N_g$ . Тогда неравенство  $N_n > \frac{n_1 N_g eu_n E}{j}$  сводится к  $n > n_0$ , где  $n_0$  — равновесная концентрация электронов. Последнее соотношение будем считать выполненным. При малых токах представляется возможным опустить в (5) и член  $\frac{d^2 E}{dx^2}$ . Таким образом, уравнение (5) принимает следующий приближенный вид:

$$\frac{n_1 N_g eu_n}{j} \frac{dE}{dx} = \frac{b}{u_n \tau_p} \frac{N_n}{E}. \quad (6)$$

Вольт-амперная характеристика, вытекающая из этого уравнения, представляет собой квадратичную зависимость тока от приложенного напряжения.

При больших токах вновь представляется возможным опустить член  $\frac{d^2 E}{dx^2}$ . В скобке перед  $\frac{dE}{dx}$  можно пренебречь членом с  $n_1$ . В квадратных скобках наибольшим членом будет член пропорциональный  $j$ . Таким образом, в этом случае (5) принимает вид

$$(a - tE) \frac{dE}{dx} = c, \quad (7)$$

где

$$a = \frac{j}{u_n D}, \quad t = \frac{b}{u_n \tau_p}, \quad c = \frac{jb}{u_n^2 D \tau_p},$$



В предельном случае больших токов вольт-амперная характеристика, получаемая на основании выписанного уравнения, принимает вид

$$j = \frac{4}{3} \frac{\frac{u_n D}{d^3} V_{\min}^3}{V - V_{\min}}. \quad (8)$$

Мы видим, что согласно (8) с ростом тока напряжение уменьшается, другими словами, мы имеем дело с участком отрицательного дифференциального сопротивления.

Согласно оценке отношение поворотного напряжения  $V_{\max}$  на характеристике к  $V_{\min} = \frac{d^2}{2u_p \tau_p}$  оказывается равным

$$V_{\max} = \left( \frac{1}{4} \lambda^2 + 1 \right) V_{\min}, \quad (9)$$

где

$$\lambda^2 = 8 \left( \frac{D V_{\min}}{e d^2 V_{n_1} N_g} \right)^2. \quad (10)$$

Заметим, что  $\lambda \leq 1$ ,

Численный коэффициент в  $\frac{1}{4} \lambda^2$  правилен лишь по порядку величины.

С дальнейшим ростом тока, согласно (8), напряжение на полупроводнике стремится к предельному значению  $V_{\min}$ . В рамках нашего рассмотрения концом участка характеристики со стороны больших токов является участок независимости тока от напряжения (вертикаль).

Нетрудно убедиться, что появляющаяся отрицательная характеристика (8) связана с возникновением объемного заряда при протекании тока через полупроводник. В самом деле, если в формуле для  $p$  опустить член с  $\delta = \frac{D}{e} \frac{dE}{dx}$ , учитывающий объемный заряд, а затем по-

лучить уравнение, аналогичное (5), то члена  $\frac{b}{u_n \tau_p b}$  в круглых скобках

при  $\frac{dE}{dx}$  в этом уравнении не будет. Но, тогда отрицательная характеристика не возникает. В этом случае получается, что сразу же после участка с положительным дифференциальным сопротивлением следует участок независимости тока от напряжения (вертикаль). Учет объемного заряда означает учет дополнительного падения напряжения на полупроводнике за счет „заряжения“ полупроводника как конденсатора. Это дополнительное напряжение приводит к повышению полного падения напряжения на полупроводнике и тем самым к отрицательной характеристике. С ростом тока это дополнительное напря-

жение убывает и отрицательная характеристика асимптотически исчезает.

Характеристики после участка  $j \sim V^2$  будут разными в зависимости от того, какое из неравенств,

$$\frac{n_1 N_g e^2 u_n}{jD} > \frac{j}{u_n E^2 D} \quad (11)$$

или

$$\frac{e^2 u_n N_g n_1}{jD} \frac{dE}{dx} > \frac{d^2 E}{dx^2}, \quad (12)$$

нарушается раньше, в то время как неравенство

$$j < e u_n N_n E \quad (13)$$

еще сохраняется.

### 3. Влияние незаполненных до инжекции глубоких уровней на прохождение тока

Рассмотрим случай, когда нарушается неравенство (11), а неравенство (13) сохраняется. Кроме того будем считать выполненным неравенство

$$\frac{j}{u_n E^2 D} \frac{dE}{dx} > \frac{d^2 E}{dx^2}. \quad (14)$$

Уравнение (5) в силу принятых условий принимает вид

$$\frac{a - tE}{c + gE} \frac{dE}{dx} = 1, \quad (15)$$

где

$$g = \frac{2N_n e V_{\min}}{D d^2}. \quad (16)$$

Решением (15), удовлетворяющим условию  $x=0$ ,  $E=0$ , является

$$\left( \frac{tc}{g^2} + \frac{a}{g} \right) \ln \left( 1 + \frac{g}{c} E \right) - \frac{t}{g} E = x. \quad (17)$$

Наибольший интерес представляет случай, когда

$$\begin{aligned} E \frac{g}{c} &> 1, \\ \frac{a}{t} \ln \frac{g}{c} E &> E, \\ \frac{tc}{g} &< a. \end{aligned}$$

В этом случае

$$E = \frac{c}{g} \left( e^{\frac{gx}{a}} - 1 \right), \quad (18)$$



откуда

$$V = V_{\min} \frac{2}{x_0} [e^{x_0} - 1 - x_0], \quad (19)$$

где

$$x_0 = \frac{eu_n V_{\min} N_n}{jd}. \quad (20)$$

Наиболее жестким (трудно выполнимым) из принятых последних четырех неравенств является (14). В точке  $x = d$  оно принимает вид

$$e^{2x_0} < \frac{eN_nd}{2DV_{\min}}. \quad (21)$$

Нетрудно видеть, что (19) представляет собой участок характеристики с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Чтобы определить, с какого напряжения и тока (со стороны малых значений последнего) начнется этот участок, поступим следующим образом.

Поворотная точка ( $\frac{dV}{dj} = 0$ ) характеристики будет иметь место в переходной области от характеристики  $j \sim V^2$  к характеристике (19). С целью получения переходной характеристики, разобьем полупроводник на участке  $0 \div d$  на две области. В первой, примыкающей к точке  $x = 0$ , будем считать выполненным неравенство, обратное (11), а во второй, примыкающей к точке  $x = d$ , пусть имеет место (11). В некоторой промежуточной точке  $x_1$  левая и правая части указанного неравенства сравниваются. Напряженность поля  $E$  в первой области, согласно (18), примерно равна

$$E = \frac{c}{g} e^{\frac{gx}{a}}, \quad (22)$$

тогда как во второй области (см. (6))

$$E = \sqrt{\frac{4jN_n V_{\min} (x + C_1)}{eu_n n_1 N_g d^2}}, \quad (23)$$

где  $C_1$  — постоянная интегрирования.

В точке  $x_1$ , согласно (11),

$$E(x_1) = \frac{j}{eu_n \sqrt{n_1 N_g}}. \quad (24)$$

Приравняв (23) в точке  $x_1$  правой части (24), найдем

$$x_1 + C_1 = \frac{j}{2j_n} d, \quad (25)$$

где

$$j_n = 2eu_n N_n \frac{V_{\min}}{d}.$$

С другой стороны, используя равенство в точке  $x = x_1$  правых частей (22) и (24), получим

$$x_1 = \frac{a}{g} \ln \frac{j}{eu_n \sqrt{n_1 N_g}} \frac{g}{c}. \quad (26)$$

На основании (22) и (23) найдем полное падение напряжения на полупроводнике

$$V = \frac{2}{3} \sqrt{8 \frac{N_n^2}{n_1 N_g} \frac{j}{j_n} \frac{V_{\min}}{d^{3/2}}} [(d + C_1)^{3/2} - (x_1 + C_1)^{3/2}] + \\ + 2 \left( \frac{j}{j_n} \right)^3 \sqrt{\frac{N_n^2}{n_1 N_g}} V_{\min}. \quad (27)$$

В поворотной точке  $\left( \frac{dV}{dj} = 0 \right)$  это дает

$$\sqrt{8 \frac{j}{j_n}} \left[ \left( \frac{1}{3} + \frac{d \ln(d + C_1)}{dj} \right) \left( \frac{d + C_1}{d} \right)^{3/2} - \left( \frac{1}{3} + \frac{d \ln(x_1 + C_1)}{dj} \right) \times \right. \\ \left. \times \left( \frac{x_1 + C_1}{d} \right)^{3/2} \right] + 4 \left( \frac{j}{j_n} \right)^3 = 0. \quad (28)$$

Здесь под  $x_1$  и  $j$  уже подразумеваются их частные значения, соответствующие поворотной точке. Анализ убеждает нас в том, что  $(x_1 + C_1)^{3/2} \ll (d + C_1)^{3/2}$  (это можно проверить, используя окончательное решение для  $j$  и  $x_1$ ). Кроме того, можно принять  $C_1 \approx -x_1$ , тогда из (28) и (26) находим

$$x_1 \approx \frac{1}{4}, \quad (29)$$

$$j = \frac{j_n}{4 \ln \sqrt{\frac{N_n^2}{n_1 N_g}}}. \quad (30)$$

Подставляя найденные значения  $x_1$  и  $j$  в (27), получим напряжение срыва

$$V_{\max} = \sqrt{\frac{3}{4} \frac{N_n^2}{n_1 N_g \ln \frac{N_n^2}{n_1 N_g}}} V_{\min}. \quad (31)$$

Рассмотренная отрицательная характеристика не связана с возникновением объемного заряда, а обязана наличию в полупроводнике глубоких уровней, не занятых электронами до инжекции. После начала инжекции свободные глубокие уровни заполняются электронами. Прежним напряжениям соответствуют теперь меньшие токи, так как часть электронов не участвует в проводимости, будучи захвачена на глубокие уровни. А прежним токам соответствуют большие напряжения.

Это ведет к появлению участка падающей характеристики. По мере увеличения тока, когда концентрация электронов в зоне проводимости все же превзойдет концентрацию первоначально свободных уровней, отрицательное сопротивление начнет уменьшаться, и характеристика перейдет на участок, описываемый формулой (8) (вертикаль).

Из (31) и (13) (которое надо рассмотреть в точке  $x = x_1$ ) мы видим, что для появления падающей характеристики необходимо выполнение условия

$$\frac{N_n^2}{n_1 N_g} > 1. \quad (32)$$

Пусть теперь имеют место в основном неравенства, обратные (14), (12), неравенство же (13) сохраняется.

В отношении неравенства, обратного (14), необходимо заметить, что оно не может быть выполнено во всех точках, так как на краях области  $x = 0 \div d$  поле стремится к нулю и, следовательно, левая часть неравенства, обратного (14), не сможет в точках  $x = 0, d$  быть меньше правой. Уточнение характеристики, связанное с этим обстоятельством, произведем позднее. А сейчас выполним расчет, считая, что указанное неравенство выполняется всюду. Тогда, учитывая все вышесказанное, мы можем уравнение (5) переписать так

$$\frac{d^2 E}{dx^2} = -\frac{g}{E}. \quad (33)$$

Из (33) видно, что решение для областей  $0 \leq x \leq \frac{d}{2}$  и  $\frac{d}{2} \leq x \leq d$  оказывается совершенно симметричным. Прежде всего, из (33) имеем

$$\frac{dE}{dx} = \sqrt{2g \ln \frac{E_{\max}}{E}}. \quad (34)$$

Здесь  $E_{\max}$  — поле в точке  $x = \frac{d}{2}$ . В дальнейшем будет видно, что поле  $E$  не очень сильно меняется с координатой  $x$ , особенно вблизи своего максимального значения. Поэтому примем, что

$$E = E_{\max} - \varepsilon, \quad (35)$$

причем  $\varepsilon \ll E_{\max}$ . Тогда возможно перевести уравнение (34) в простое уравнение для  $\varepsilon$ , решить его, а затем, используя (35) найти  $E$ :

$$E = E_{\max} - \frac{g}{2E_{\max}} \left( \frac{d}{2} - x \right)^2. \quad (36)$$

Значение  $E_{\max}$  получим, потребовав  $x = 0, d$ ;  $E = 0$ . Имеем

$$E_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e N_n d^2}{d V_{\min}}} \frac{V_{\min}}{d}. \quad (37)$$

Полное падение напряжения на полупроводнике в этом случае равно



$$V = \frac{2}{3} E_{\max} d. \quad (38)$$

Теперь видно, что среднее поле  $\frac{V}{d}$  практически равно максимальному, что подтверждает наше предположение о медленном изменении поля вблизи его максимального значения.

Характеристика (38) представляет собой участок, где приложенное напряжение постоянно, т. е. не зависит от величины протекающего тока (вертикаль). Однако необходимо теперь учесть, что неравенство, обратное (14), не может выполняться во всех точках.

При  $E \rightarrow 0$  оно будет нарушаться. Причем с ростом тока область нарушения будет расти. Соответственно этому напряжение (38) не останется не зависящим от тока. Вследствие сужения области применимости в интервале  $x = 0 \div d$  решения (36) и постепенного перехода от (36) к решению (18), рассматриваемое напряжение с ростом тока будет уменьшаться. Таким образом, появляется новый участок отрицательного сопротивления. Причем в начале этого участка (со стороны малых токов) дифференциальное отрицательное сопротивление может быть близким к нулю (вертикаль). Протяженность по току всего рассматриваемого участка определяется двумя неравенствами, обратными (12) и (14). Из равенства правой и левой частей (12) можно определить порядок величины плотности тока, с которого начинается изучаемый участок. Для этого достаточно взять величины, стоящие в (12) в точке, где напряженность поля равна, например, половине максимального —  $E_{\min}$ . Получаем

$$j_{\min} = \frac{e^2 u_n n_1 N_g d}{2 \sqrt{2} D}. \quad (39)$$

Обращаясь к неравенству (14), найдем тем же путем и порядок величины плотности тока  $j_{\max}$ , при котором заканчивается наш участок:

$$j_{\max} = \sqrt{2} \frac{e u_n N_n V_{\min}}{8d}. \quad (40)$$

Для того, чтобы рассмотренный участок был достаточно протяженным, необходимо выполнение неравенства  $j_{\max} \gg j_{\min}$  или

$$\frac{N_n^2}{2n_1 N_g} \frac{DV_{\min}}{e N_n d^2} \gg 1. \quad (41)$$

Появление последнего участка отрицательного сопротивления связано с возникающим при прохождении тока объемным зарядом (так же как и появление участка характеристики, определяемого формулой (8)). Однако важную роль играет и эффект, связанный с наличием незаполненных до инжекции глубоких уровней. Эти оба утверждения становятся ясными, если заметить, что уравнение (33) есть прямое следствие учета обоих указанных факторов. Действие каждого из них на вид характеристики уже разбиралось выше. После указанного участка



характеристики напряжение на полупроводнике с ростом тока будет продолжать падать, пока не достигнет значения  $V_{\min}$ . За  $V_{\max}$  следует принять напряжение (38). Таким образом, для данного случая

$$V_{\max} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{eN_d d^2}{DV_{\min}}} V_{\min}. \quad (42)$$

В итоге мы можем констатировать следующие закономерности при прохождении тока через полупроводники, содержащие глубокие уровни. При высоких температурах зависимость тока от напряжения будет иметь примерно вид, представленный на рис. 1, и определяться формулами (8) и (9). При не очень высоких температурах, когда выполняется неравенство (32), характеристика будет иметь заметный срыв (рис. 2) и представляется формулами  $j \sim V^2$ , (19), (31), (8).

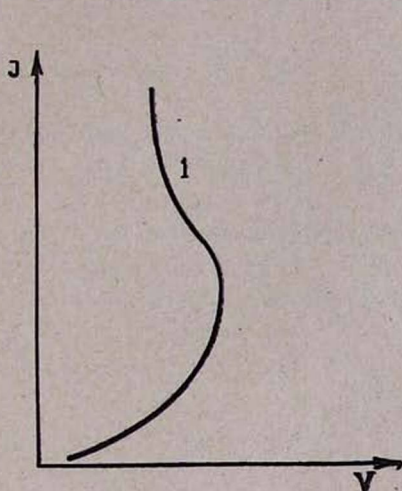


Рис. 1.

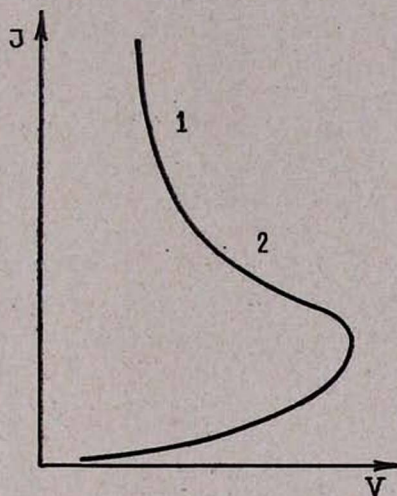


Рис. 2.

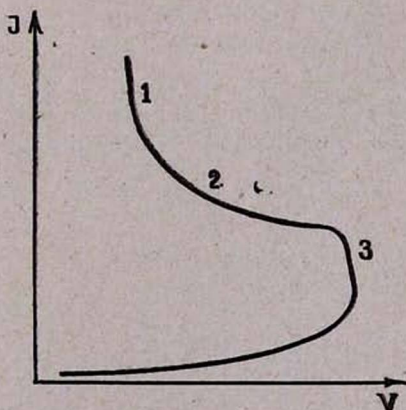


Рис. 3.

Наконец, возможен и третий тип характеристики в том случае, если выполняется неравенство (41) (рис. 3). Он определяется формулами  $j \sim V^2$ , (19), (38), (8) и (42).



На представленных рисунках цифрами отмечены участки отрицательного сопротивления, обусловленные тем или иным фактором. Цифра 1 относится к участку, который обусловлен объемным зарядом, цифра 2 — к участку, возникшему из-за наличия свободных глубоких уровней до инжекции, и цифра 3 определяет участок, где падающая характеристика возникает из-за одновременного действия обоих факторов. Приведенные в работе неравенства определяют область применимости отдельных частных решений.

Отметим, что принятое нами в начале второго параграфа соотношение  $n > n_0$  означает наличие заметной инжекции, а значит и переход к участкам вольт-амперной характеристики, отличным от участка закона Ома.

Оценки показывают, например, что закон  $j \sim V^2$  уступит место закону Ома, если (примерно)

$$V < 3V_{\min} \quad (43)$$

(коэффициент 3 не является точным).

Таким образом, падающей характеристике, начинающейся при напряжениях, меньших, чем  $3V_{\min}$ , может предшествовать не закон  $j \sim V^2$ , а закон Ома.

Что касается связи теории с опытными данными, то здесь следует отметить полное качественное согласие между ними [1, 3]. Более подробно теория с опытом будет сопоставлена в другом месте.

Институт радиофизики и электроники  
АН АрмССР

Поступила 5 января 1966

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. N. Holonyak, Proc. JRE, 50, 244 (1962).
2. В. И. Стафеев, ФТТ, 5, 8095 (1963).
3. Г. М. Авакьянц, Б. Атакулов, В. И. Мурыгин, А. Тешабаев, Р. А. Церфас, Радиотехника и электроника, 9, 868 (1964).
4. R. Lampert, Phys. Rev. 125, 126 (1962).

ՀԱՍՏԱՆԻ ԱՆՑՈՒՄԸ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԱՄ ԱՐՄԱՍՎՈՐ ԽՈՐ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐ  
ՏՎՈՂ ԿԲՄԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՎ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆԸ

Հորվածում տեսականորեն հետազոտված է հոսանքի անցումը արատավոր կամ խառնուրդա-  
յին կիսահաղորդիչներում, որոնք ստեղծում են ակցեպտորային տիպի խոր մակարդակներ:

## TRANSMISSION OF CURRENT THROUGH SEMICONDUCTORS WITH TOUCH OF DEFECTS PRODUCING DEEP LEVELS

by. G. M. AVAKYANTS

The transmission of current through semiconductors with touch of defects producing deep levels of the acceptor type are theoretically investigated in this paper.