

К ТЕОРИИ СТАТИЧЕСКОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЛИННЫХ ДИОДОВ, РАБОТАЮЩИХ В РЕЖИМЕ ДВОЙНОЙ ИНЪЕКЦИИ. ЧАСТЬ I*

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Ш. КАНИЯЗОВ

Численно анализируются распределение поля и падение напряжения в толще длинных диодов, база которых компенсирована атомами, создающими глубокие уровни в запретной зоне.

В в е д е н и е

В последнее время в литературе появились обширные данные по изучению свойств полупроводниковых приборов, работающих в режиме двойной инжекции. Особенно большой интерес представляет собой прохождение сильных токов через компенсированные материалы из-за наличия отрицательного сопротивления (ОС) на вольт-амперной характеристике (ВАХ) [1].

Из литературы известны несколько теорий, объясняющих эффект отрицательного сопротивления. Авторы работ [2—6] связывают образование ОС с увеличением времени жизни неосновных носителей с ростом тока. В работах [1, 7, 8] кинетика образования отрицательного сопротивления объясняется влиянием объемного заряда и незаполненных до начала инжекции примесных центров.

Экспериментальные данные [8, 9] показывают, что вольт-амперную характеристику кремниевого длинного диода с компенсированной золотом базой не могут полностью объяснить ранее известные теории [2—6]. Особенно это относится к участку ОС, переходящему в вертикаль. Проанализировав ВАХ таких диодов, авторы работы [8] пришли к выводу, что вертикаль и участок ОС могут быть объяснены механизмами, предложенными в [7].

В [1] и [7] развивается теория прохождения тока через компенсированный материал, на концах которого имеются инжектирующие переходы типа, слева p^+n , справа pn^+ .

Расстояние между этими переходами считаются во много (десятки) раз больше диффузионной длины неосновных носителей. Носители заряда в полупроводнике перемещаются за счет дрейфа в токовом электрическом поле.

При расчете ВАХ в [1] используется уравнение

* Работа доложена на Всесоюзном совещании по физике в $p-n$ -переходах в полупроводниках в г. Тбилиси, 1966.

$$E \frac{D}{e} \frac{d^2 E}{dx^2} - \left(\frac{J}{e u_n E} + \frac{n_1 N_d e u_n E}{J} - \alpha \right) \frac{dE}{dx} + \frac{b}{u_n \tau_p} \left[\frac{J}{e u_n E} + N_n - \frac{n_1 N_d e u_n E}{J} \right] = 0, \quad (1)$$

полученное из условия непрерывности электронной и дырочной составляющих тока и учета избыточного положительного заряда неподвижных центров $e(N_d - N_-)$ в уравнении Пуассона. Здесь N_d — концентрация доноров, определяющих тип проводимости, N_- — концентрация заряженных глубоколежащих акцепторных центров, $\alpha = \frac{D}{e u_p \tau_p}$,

$N_n = N_0 - N_d$, N_0 — концентрация глубоколежащих акцепторных центров, n_1 — концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с глубоким уровнем.

В [1] время жизни неосновных носителей (дырок) считается постоянным, независимым от уровня инжекции. Далее значение электрического поля E около инжектирующих переходов принимается во много раз меньшим, чем в середине базы. При расчете напряженность электрического поля около инжектирующих контактов принимается равной нулю.

В [1] уравнение (1) решается в различных приближениях в зависимости от того, какая область ВАХ рассматривается. При достаточно малых токах имеет место закон Ома, после чего до поворотной точки следует квадратичная зависимость. После поворотной точки наблюдается участок ОС, переходящий в вертикаль. Переходная область от закона квадрата до участка ОС описывается сложной зависимостью тока от напряжения. Появление участка ОС объясняется образованием и последующим рассасыванием пространственного заряда в объеме полупроводника при прохождении через него электрического тока. В этой же работе был рассмотрен другой механизм образования участка ОС, связанный с примесными центрами, незаполненными до начала инжекции.

При решении (1) в областях токов, соответствующих участкам закона Ома, квадратичной зависимости и ОС, включая вертикаль, опускается член со второй производной [1].

Однако это допущение не позволяет воспользоваться вторым граничным условием, которое могло бы охарактеризовать второй инжектирующий переход (pn^+). Кроме того, член со второй производной появляется в (1) в результате учета объемного заряда. Поэтому представляет интерес точно решить уравнение (1), что и является основной задачей настоящей работы.

1. Постановка задачи и метод численного решения

Задача, которую предстоит решить, является краевой задачей с обыкновенным нелинейным дифференциальным уравнением (1) и краевым условием

$$x = 0, d, \quad E = E_0. \quad (2)$$

Необходимо получить решения для различных значений тока, чтобы в дальнейшем получить полный ход ВАХ.

Для решения данной задачи был применен метод, аналогичный методу „прогонки“ [10], который применяется для решения краевых задач с линейным дифференциальным уравнением. Это оказалось возможным благодаря некоторым свойствам (1) и самой постановке задачи. Так при замене

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{E}{E_m} \frac{1}{m}, & t &= \frac{x}{d} \frac{1}{m}, & m &= \frac{J}{eu_n \alpha E_m}, \\ E_m &= \frac{d}{u_p \tau_p}, & p &= \frac{N_n}{\alpha}, & n &= \frac{n_1 N_d}{\alpha^2} \end{aligned} \quad (3)$$

(1) принимает вид

$$\eta^2 \frac{d^2 \eta}{dt^2} - (n\eta^2 - \eta + 1) \frac{d\eta}{dt} + (-n\eta^2 + p\eta + 1) = 0. \quad (4)$$

Это означает, что „управляемый“ параметр уравнения (1) J изменяет только масштаб вдоль осей ординат и абсцисс в плоскости $[\eta t]$. Кроме того, функция $E(x)$ в области определения $[0 \div d]$ имеет единственный максимум при заданном значении тока. Это свойство $E(x)$, а также существование единственного решения уравнения (4) при граничных условиях

$$t = 0, t_1, \quad \eta = \eta_0, \quad (5)$$

можно показать, анализируя интегральные кривые.

Понижая порядок уравнения (4), перепишем его в виде

$$\eta^2 q \frac{dq}{d\eta} - (n\eta^2 - \eta + 1) q + (-n\eta^2 + p\eta + 1) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d\eta}{dt} = q. \quad (7)$$

Рассмотрим интегральные кривые уравнения (6). На рисунке 1 показаны нулевая изоклина (заштрихованная линия) и интегральные кривые (сплошные линии). Так как нас интересуют лишь положительные значения η , то будем исследовать одну из возможных интегральных кривых (ABC) в первом и четвертом квадрате в плоскости $[q\eta]$. Из рисунка 1 видно, что одному и тому же значению η соответствуют два значения $q = \frac{d\eta}{dt}$ (положительное и отрицательное). Это означает,

что зависимость η от t проходит через максимум. Так как кривая ABC пересекает ось η только в точке $\eta = \eta_{\max}$, то максимум функции $\eta(t)$ будет единственным.

Фиксированные два значения η при $t=0$ и $t=t_0$ дают фиксированные значения q в точках A и C , причем этим значениям q соответствует одна и только одна интегральная кривая ABC . Следовательно, (1) при (5) имеет единственное решение, проходящее через максимум.

Для практического вычисления удобно решать систему уравнений (6) и (7). Допустим, что мы решили (6) в интервале $(\eta_0 \div \eta_{\max})$ при

граничном условии $\eta = \eta_{\max}$, $q = 0$ и нам известны все (положительные q^+ и отрицательные q^-) значения q .

Тогда соответствующие координаты поля до точки максимума определяем, вычисляя интеграл

$$t = \int_{\eta_0}^{\eta} \frac{d\eta}{q^+(\eta)}, \quad (8)$$

а после максимума по формуле

$$t = t_{\max} + \int_{\eta_{\max}}^{\eta} \frac{d\eta}{q^-(\eta)}. \quad (9)$$

Рис. 1. Нулевая изоклина (заштрихованная линия) и интегральные кривые.

Отсюда, интегрируя до η_0 , получаем t_0 , которое согласно граничному условию должно быть равно $\frac{1}{m}$. Падение напряжения определяем по формуле

$$\frac{V}{V_{\min}} = 2m^2 \int_0^{t_0} \eta(t) dt. \quad (10)$$

Таким образом, мы доказали, что, зная η_{\max} , из (8), (9) и (10) можно найти напряженность поля и падение напряжения, т. е. поставленная задача полностью решается.

Анализ интегральных кривых показывает, что интересующее нас решение уравнения (4) получается при $\eta_0 < \eta_{\max} \leq \eta_k$ (рис. 1). Здесь

$\eta_k = \sqrt{\left(\frac{p}{2n}\right)^2 + \frac{1}{n}} + \frac{p}{2n}$ есть значение η , при котором нулевая изоклина пересекает ось абсцисс.

2. Распределение поля

Численно определяем решения уравнения (4) при различных значениях параметров p и n . На рисунке 2 показаны интегральные кривые (близкие к предельной) при $p=10$, $n=1$, откуда видно, что q проходит через максимум в интервале $(\eta_0 \div \eta_{\max})$.

После пересечения оси η , функция $q(\eta)$ меняет знак и монотонно возрастает до пересечения с линией $\eta = \eta_0$. При практических вычис-

лениях $\frac{\tau_{\max}}{\tau_0}$ считаем равным 100. Это означает, что максимальное значение поля в базе диода в 100 раз больше, чем значение его около инжектирующих переходов.

Исследование распределения поля показывает, что при малых токах, соответствующих области закона Ома, в большей части базы наблюдается слабая зависимость E от X (рис. 3, нижняя кривая), что и дает приближенное решение в [1]. Дальнейшее увеличение тока приводит к заметному изменению распределения поля, точка максимума поля смещается к середине базы, при этом возрастает величина максимального поля (E_{\max}). Вблизи поворотной точки ВАХ максимум напряженности электрического поля находится в середине полупроводника и распределение поля принимает симметричную форму (рис. 3, верхняя кривая). Такой же результат получен в [1] (формула 36).

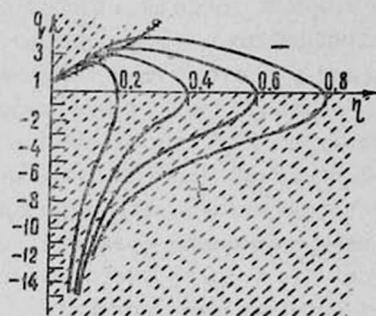


Рис. 2. Интегральные кривые (близкие к предельной), определенные при $p=10$, $n=1$. Кривые слева направо соответствуют значениям тока $\frac{J}{J_m}=6; 3; 2$ и $1,5$.

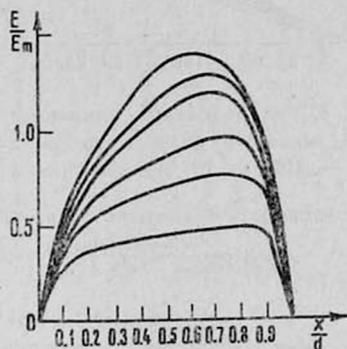


Рис. 3. Распределение напряженности электрического поля в толще диода при $p=10$, $n=1$. Кривые снизу вверх соответствуют значениям тока $\frac{J}{J_m}=0,03; 0,04; 0,06; 0,08; 0,1; 0,2$.

На участке ОС максимум поля перемещается ко второму контакту и значение его одновременно уменьшается с ростом тока. Такой характер изменения поля наблюдается и при других p и n , рис. 4 ($p=100$, $n=10$). На этом рисунке видно, что распределение поля от p^+ n -перехода до середины полупроводника растет медленно и значение его в этой области в несколько раз меньше, чем E_{\max} . Приближенное решение в [1] до E_{\max} полностью совпадает с численным решением. Так как в рассматриваемом интервале токов максимум поля находится вблизи второго контакта, то приближенное решение описывает значительную часть базы диода, что приводит к малой ошибке в ВАХ. При достаточно больших токах, соответствующих вертикальному участку ВАХ, распределение поля (близкое к предельному) совпадает с приближенным решением в 0,95 частях толщины кристал-

ла. Поэтому напряжение $V_{\min} = \frac{d^2}{2u_p \tau_p}$, соответствующее вертикали, с большой точностью совпадает с определенным численно.

При численном определении V_{\min} мы воспользовались обычным способом „масштабирования“, т. е. падение напряжения масштабировали относительно V_{\min} , а ток относительно $J_m = 2eu_n \alpha \frac{V_{\min}}{d}$. В ши-

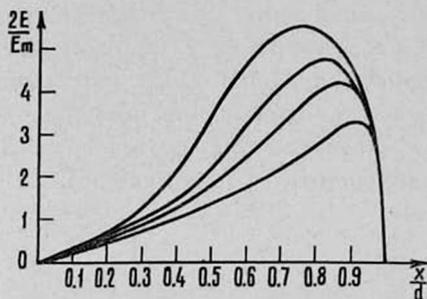


Рис. 4. Распределение напряженности электрического поля в толще диода при $p=100$, $n=10$. Кривые снизу вверх соответствуют значениям тока $\frac{J}{J_m} = 83,73; 52,2; 39,7; 27,75$.

роком интервале значений тока после участка ОС отношение $\frac{V}{V_{\min}}$ стремится к единице. Это оказывается при всех, рассмотренных нами $p = 2, 4, 10, 20, 40, 60, 80, 100$ и $n = 0, 3, 1, 10, 20, 40$. Перемещение точки максимума поля и одновременное уменьшение его значения с ростом тока на участке ОС означает, что при больших токах заряд инжектированных носителей в первой половине базы (со стороны p^+ - n -перехода) становится больше объемного заряда и с ростом тока вытесняет объемный заряд к тыловому контакту.

Из анализа распределения поля и вольт-амперной характеристики следует, что член со второй производной в (1) и связанное с ним второе граничное условие практически мало влияют на свойства структуры $p^+ - n - n^+$ после ОС и при малых токах (области закона Ома и квадратичной зависимости), но оказывают заметное влияние на свойства прибора в переходной области от закона квадрата, включая большую часть участка ОС со стороны поворотной точки.

3. Вольт-амперные характеристики

Вычисляя значения поля, определяем падение напряжения в конце диода по (10) при различных p и n . Это позволяет учесть влияние незаполненных до начала инжекции центров и температуры на ВАХ.

Здесь влияние $n = \frac{n_1 N_d}{\alpha^2}$ на ВАХ можно рассматривать как влияние

температуры T . На самом деле величины n_1 и α , входящие в n , зависят от T . Если считать, что $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\alpha = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, то $n = 10$ для компенсированного золотом кремния соответствует комнатной температуре.

Как уже было сказано, вертикальному участку ВАХ соответствует напряжение $V_{\min} = \frac{d^2}{2u_p \tau_p}$, которое не зависит от p и n .

Отношение напряжения повторной точки к напряжению вертикали с увеличением p возрастает. Оставляя n постоянным и равным 1, определяем численное соотношение между $\frac{J}{J_m}$ и $\frac{V}{V_{min}}$ при значениях $p = 4, 10, 20, 40, 60, 80$ и 100 . Тогда значения $\frac{V_{max}}{V_{min}}$ будут соответственно 1,2; 1,65; 2,4; 3,34; 4,25; 4,95; 5,55.

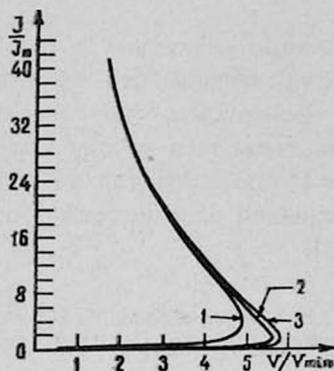


Рис. 5. Статические вольтамперные характеристики при $p=100$, 1 — $n=10$, 2 — $n=1$, 3 — $n=0,3$.

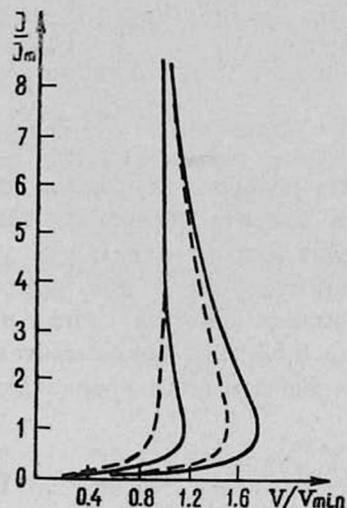


Рис. 6. Статические вольтамперные характеристики. Слева направо соответственно при $p=2, n=1$ и $p=10, n=1$. Пунктирные кривые ВАХ, полученные при тех же значениях параметров без учета α в (1).

Увеличение n уменьшает $\frac{V_{max}}{V_{min}}$ (рис. 6). Например, при $n = 0,2; 1, 10, 20$ и 40 , ($p = 40$) имеем, соответственно, следующие значения: $\frac{V_{max}}{V_{min}} = 3,6; 3,43; 2,78; 2,50$ и $2,2$. Своеобразное влияние оказывает величина n на ток поворотной точки, рост ее величины приводит к увеличению $\frac{J_0}{J_m}$. При приведенных в последнем примере значениях n и p величины $\frac{J_0}{J_m}$ есть 0,51; 1; 3,622; 6,25 и 9.

Определяя $\frac{J_0}{J_m}$ при различных p , но при постоянном n , замечаем, что ток поворотной точки почти не изменяется.

Зависимость напряжения и тока поворотной точки ВАХ от параметров p и n , согласно численному расчету, подчиняются формулам

$$\frac{V_{\max}}{V_{\min}} = 0,55 \frac{\sqrt{p}}{n^{0,064}}, \quad (11)$$

$$\frac{J_0}{J_m} = 0,7535 + 0,2954 n - 0,0512 \frac{1}{n}, \quad (12)$$

тогда как приближенное решение дает

$$\frac{V_{\max}}{V_{\min}} = 0,4714 \sqrt{p}, \quad (13)$$

$$\frac{J_0}{J_m} = 0,3535 n. \quad (14)$$

На основе полученных кривых ВАХ при различных p и n попытаемся выявить некоторые закономерности зависимости тока от напряжения для их отдельных участков. Выяснилось, что все кривые зависимости J от V при малых токах подчиняются закону Ома. Эта зависимость в случае, когда $p = 10$, $n = 1$ продолжается по напряжению до $0,53 V_{\min}$. Продолжительность линейной зависимости J от V с увеличением p (100) возрастает ($0,9 V_{\min}$).

Обозначая безразмерную проводимость в виде $\sigma_{\text{ом}}(p, n) = \frac{\Delta \frac{J}{J_m}}{\Delta \frac{V}{V_{\min}}}$,

приведем некоторые численные ее значения, определенные при различных p и n : $\sigma_{\text{ом}}(2,1) = 0,6713/2$; $\sigma_{\text{ом}}(10,1) = 0,5838/10$; $\sigma_{\text{ом}}(40,1) = 0,576/40$; $\sigma_{\text{ом}}(60,1) = 0,57/60$; $\sigma_{\text{ом}}(40,20) = 0,591/2$, $\sigma_{\text{ом}}(100, 0,33) = 0,53 \cdot 0,33/100$; $\sigma_{\text{ом}}(40,02) = 0,55 \cdot 0,2/40$.

Отсюда видно, что $\sigma_{\text{ом}}$ можно написать в виде $\sigma = k_1 \frac{n}{p}$, где k_1 очень слабо зависит от p и n . Если взять среднее значение k_1 при рассмотренных p и n , то (ВАХ) описывается интерполяционной формулой

$$\frac{J}{J_m} = 0,58 \frac{n_1 N_d}{N_n \alpha} \frac{V}{V_{\min}}. \quad (15)$$

По физическому смыслу линейная зависимость J от V при низких уровнях инжекции носителей заряда в материале n -типа приближенно определяется

$$J = e u_n n_0 \frac{V}{d}. \quad (15')$$

Если учесть, что равновесная концентрация электронов в n -материале, компенсированном атомами, дающими один глубокий уровень в запрещенной зоне, приближенно равняется $n_0 = \frac{n_1 N_d}{N_n}$ [1], то из (15') полу-

чаем формулу, отличающуюся от (15) только коэффициентами. Вместо „0,585“ будет „0,5“. Такое хорошее совпадение приблизительно определенной характеристики с численным результатом объясняется тем, что поле в большей части базы распределено равномерно и среднее значение его близко к $\bar{E} \approx \frac{V}{d}$ (нижняя кривая, рис. 1).

После закона Ома, если не считать малый участок переходной области, следует квадратичная зависимость J от V . Построение графика $\frac{J}{J_m}$ в зависимости от $\left(\frac{V}{V_{\min}}\right)^2$ показывает, что в интервале токов $(0,006 J_m \div 0,117 J_m)$ при $p = 100$, $n = 1$, зависимость $J \sim V^2$ линеаризуется, при этом напряжение возрастает от $1 V_{\min}$ до $4,9 V_{\min}$. Определяя коэффициент пропорциональности между $\frac{J}{J_m}$ и $\left(\frac{V}{V_{\min}}\right)^2$ при различных p и n , установлено, что квадратичная зависимость тока от напряжения при ($p = 10$) описывается формулой

$$\frac{J}{J_m} = 0,558 \frac{n_1 N_d}{\alpha N_n} \left(\frac{V}{V_{\min}}\right)^2. \quad (16)$$

С увеличением n граница между линейной и квадратичной зависимостью J от V смещается в сторону малых токов.

Зная численное значение $\frac{J}{eu_n E_{\max}}$, при котором происходит заметное отклонение от квадратичного закона (со стороны больших токов), определим отношение концентрации избыточных электронов к равновесной концентрации n_0 . (Концентрация избыточных электронов принимается равной $\frac{J}{eu_n E_{\max}} - n_0$). Оказывается, что при всех p и n отношение $\left(\frac{J}{eu_n E_{\max}} - n_0\right) / n_0 < 1$. Это означает, что концентрация избыточных электронов в максимуме поля в области квадратичного закона остается еще менее равновесной. Определение верхней по току границы области $J \sim V^2$ показывает, что область квадратичного закона со стороны больших токов ограничивается неравенством $V n_1 N_d eu_n E_{\max} > J$.

Так как полученные нами неравенства, имеющие место в области $J \sim V^2$ в ВАХ, полностью совпадают с принятыми неравенствами в этой области при приближенном решении, то физическое объяснение квадратичной зависимости тока от напряжения при малых токах такое же, как в [1], т. е. в этой области проходит ток, обусловленный термически выносимыми электронами n_0 и ограниченный захватом инжектированных носителей на ловушках с концентрацией N_n .

Рассмотрение полупроводника p -типа с термически выносимыми дырками $-p_0$ в случае захвата дырок на ловушках тоже дает квадратичный закон при низких уровнях инжекции [11]. В случае диэлектрика, где $p_0 = 0$, $n_0 = 0$, ток ограничивается объемным зарядом и $J \sim V^2$ определяется формулой Мотта и Герни [12]. Здесь можно заметить, что формулу Мотта и Герни можно получить из (16) или из формулы Ашли и Милнса [11], если заменить n_0 или p_0 на $a = \frac{D}{e\mu_p\tau_p}$. Следовательно можно сказать, что ловушки для носителей тока действуют так, как действует барьер объемного заряда.

После квадратичного закона до повторной точки в общем случае невозможно установить простую аналитическую связь между током и напряжением. Однако интерполяция кривых ВАХ около поворотной точки показывает, что распределение точек может подчиниться интерполяционной формуле параболического типа, значение которой близко к результатам приближенного решения в [1].

Дальнейшее увеличение тока поворотной точки дает участок ОС ($\frac{dV}{dJ} < 0$). На рисунке 5 дано семейство кривых ВАХ при различных $n(10; 1; 0,3)$ и $p = 100$. Легко заметить, что при достаточно больших токах изменение n почти не влияет на ход кривых, тогда как с уменьшением этой величины около поворотной точки наблюдается заметное смещение ВАХ в сторону возрастания напряжения.

Интерполяция кривых в участке ОС (особенно при больших токах) показывает, что ВАХ с большой точностью описывается формулой

$$\frac{V}{V_{\min}} = 1 + k \frac{J_m}{J}, \quad (16')$$

где k — некоторый коэффициент. Сопоставлением разных кривых ВАХ (при постоянном n) было установлено, что при больших p ($p \gg 1$) можно считать $k = 0,3p$. Таким образом, из (16') имеем

$$\frac{V - V_{\min}}{V_{\min}} = 0,3 \frac{N_n}{\alpha} \frac{J_m}{J}, \quad (17)$$

что получается экстраполяцией в сторону больших токов формулы [1]

$$\frac{V}{V_{\min}} = \frac{2}{x_0^2} [e^{x_0} - x_0 - 1], \quad (18)$$

где $x_0 = \frac{N_n}{\alpha} \frac{J_m}{J}$. Исходя из численного решения, уточнение формулы (18) и определение области ее применимости показывает, что в области токов, где имеет место $2x_0 < \ln p$, (18) описывает ВАХ с большой точностью, если заменить x_0 на $x_0 = \frac{(N_n + \alpha)}{\alpha} \frac{J_m}{J}$ и коэффициент

„2“ на $2\left(1 - \frac{J_0}{2J}\right)$. Здесь первая поправка появляется в результате учета объемного заряда, а вторая — в результате учета второго граничного условия.

4. Влияние объемного заряда

Воспользовавшись $\eta_{\max} = \frac{eu_n E_{\max}}{J} \alpha$ и считая, что $\frac{J}{eu_n E_{\max}}$ приблизительно равно концентрации электронов в точке максимума поля, на основе численного решения получаем, что участок ОС (например, для случая $N_n = 100\alpha$) начинается при

$$\frac{J}{eu_n E_{\max}} = 1\alpha, 0,25\alpha, 0,1666\alpha. \quad (19)$$

Это означает, что в начале участка ОС, в середине полупроводника концентрация незаполненных центров еще остается большей концентрации электронов $\left(N_n > \frac{J}{eu_n E_{\max}}\right)$. С уменьшением температуры последнее неравенство выполняется хорошо.

Так как α в (1) появляется в результате учета объемного заряда и имеет размерность концентрации, то из (19) следует, что поворот характеристики наступит тогда, когда концентрация электронов уже сравняется с величиной α . Таким образом, объемный заряд может влиять на ВАХ около поворотной точки. Чтобы убедиться в этом, были выполнены контрольные вычисления: сначала была определена ВАХ при $p = 10$; 2 , $n = 1$, далее были повторены те же вычисления с опущенным в (1) членом с α . Из рисунка 6 видно, что опускание α уменьшает $\frac{V_{\max}}{V_{\min}}$ ($p = 10$, $n = 1$), а в случае $p = 2$, $n = 1$ решение без α вообще не дает участка ОС (рис. 6 пунктирная линия). При больших токах характеристика асимптотически приближается к V_{\min} со стороны положительного сопротивления.

В заключение отметим, что протекание тока через высокоомный p -материал объясняется механизмами, предложенными в [1, 7, 8].

Так как средняя часть структуры $p^+ - n - p^+$ компенсирована до почти собственной проводимости, то вначале через прибор проходит малый ток, обусловленный термически равновесными электронами. При этом распределение поля в толще диода будет равномерным. Зависимость J от V будет линейной (15). Дальнейший рост тока приводит к инжекции дырок из перехода p^+n и электронов из перехода pn^+ , в результате чего в полупроводнике происходит небольшое отклонение концентрации носителей от равновесных. При этом ток ограничивается захватом носителей на ловушках и зависимость его от напряжения будет квадратичной (16).

Первоначальный интенсивный захват электронов свободными акцепторными центрами и умеренная инъекция дырок приводит к образованию объемного заряда в кристалле, как это имеет место в диэлектриках. Образование объемного заряда вызывает дополнительное электрическое поле, а это значит—дополнительное падение напряжения. С увеличением инъецированных носителей в кристалле, объемный заряд уменьшается и становится меньше заряда подвижных носителей и падение напряжения при больших токах будет меньше, чем при малых токах, что обуславливает ОС.

Незаполненные до начала инъекции глубоколежащие акцепторные уровни захватывают электроны, делая их неподвижными, и после захвата последних эти уровни становятся активными относительно захвата дырок, и, следовательно, протекание тока потребует приложения дополнительного напряжения. В дальнейшем рост дополнительного напряжения сменяется его уменьшением, что приводит к ОС. К концу участка ОС начинается опустошение глубоких примесных атомов, что приводит к сильной модуляции проводимости, следовательно, наблюдается быстрый рост тока с напряжением.

Термический заброс электронов из глубокого уровня в зону проводимости уменьшает глубину отрицательного сопротивления.

Вычисления были проведены в ВЦ АН АрмССР и ЕрГУ на ЭВМ „Раздан—2“. Пользуясь случаем, выражаем большую благодарность и глубокую признательность сотрудникам ВЦ А. Пилипосяну за охотное согласие посмотреть алгоритм и метод вычисления, А. Нерсесян за ее активное участие в вычислениях и численной проверке метода и студентке ЕрГУ Э. Маргарян за помощь при составлении программы.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 29 декабря 1966

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Авакьянц, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 248 (1966).
2. В. И. Стафеев, ФТТ, 1, 841 (1959).
3. В. П. Сондавский, В. И. Стафеев, ФТТ, 6, 80 (1964).
4. М. А. Lampert, М. А. Rose, Phys. Rev., 121, 26 (1961).
5. М. А. Lampert, Phys. Rev., 125, 126 (1962).
6. М. А. Lampert, Repts, Progs. Phys. London, V 27, pp 329—367, 1964.
7. Г. М. Авакьянц, Радиотехника и электроника, 10, 1880 (1965).
8. Г. М. Авакьянц, Б. А. Атакулов, И. Л. Дмитриенко, В. И. Мурыгин, Р. А. Церфас, Радиотехника и электроника, 10, 11, 2037 (1965).
9. Н. Холоньяк, ТИИЭР, 50, 2421 (1962).
10. Б. Н. Демидович, И. А. Марон, Э. Э. Шувалова, Численные методы анализа, Госиздат Физматлит, М., 1963.
11. К. L. Ashley and A. G. Milnes, J. Appl. Phys., 35, № 2 (1964).
12. Н. Мотт и Р. Герни, Электронные процессы в ионных кристаллах. ИЛ, М., 1950.

ԿՐԿՆԱԿԻ ԻՆՅԵԿՑԻԱՅԻ ՌԵԺԻՄՈՒՄ ԱՇԽԱՏՈՂ ԵՐԿԱՐ ԴԻՈԴՆԵՐԻ
ՎՈԼՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ՍՏԱՏԻԿ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Շ. ԿԱՆԻՅԱԶՈՎ

Քվայանս վերլուծվում է դաշտի բաշխվածությունը և լարման անկումը երկար դիոդների հաստությունում. դիոդների բազան կոմպենսացված է ատոմներով, որոնք արգելված զոնայում ստեղծում են խորը մակարդակներ:

ON THE THEORY OF STATICAL VOLT-AMPERE
CHARACTERISTICS OF LONG DIODES WORKING
IN THE REGIME OF DOUBLE INJECTION. I.

G. M. AVAKIANTS and Sh. KANYAZOV

It is numerically analyzed the distribution of the field and the drop of the voltage in the thickness of long diodes the bases of which are compensated by atoms creating deep levels in the forbidden zone.