

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

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Ш. КАНИЯЗОВ

Численно анализируются распределение напряженности электрического поля и статические вольт-амперные характеристики сверхдлинных диодов, изготовленных из компенсированного полупроводника. Определяется влияние незаполненных компенсирующих акцепторов на свойства диода.

В в е д е н и е

В работе [1] показано, что незаполненные электронами глуболежащие акцепторы в полупроводнике n -типа могут привести к появлению падающего участка на вольт-амперной характеристике (ВАХ) диода даже в случае, когда объемный заряд не учитывается. В настоящей заметке будем интересоваться именно этим механизмом отрицательного сопротивления (ОС). Поэтому мы выбираем параметры $p = \frac{N_n}{a}$ и $n = \frac{n_1 N_d}{a^2} \left(a = \frac{D}{ue_p \tau_p} \right)$ так, чтобы влияние объемного заряда на статические свойства диода было бы несущественным, а значительное влияние оказали бы незаполненные акцепторные уровни.

В первой части работы [2] исследовались статические свойства диода, когда ток ограничивается объемным зарядом.

В уравнении (4) [2] член со второй производной и отрицательный член в круглой скобке появляются в результате учета объемного заряда. Чтобы эти члены были меньше других членов, должны выполняться

$$\eta^2 \frac{d^2 \eta}{dt^2} \ll n \eta^2 \frac{d\eta}{dt}, \frac{d\eta}{dt} \quad (1)$$

Обращаясь к (1), на основе итерационного метода анализа можно установить при каких значениях p и n уравнение (4) в [2] имеет решение, удовлетворяющее (1). Однако условие (1) не имеет места во всей протяженности базы, так как распределение поля проходит через максимум. Тогда выбирая p и n так, чтобы максимум поля при любых значениях тока находился вблизи второго контакта, можно достичь того, чтобы член со второй производной в уравнении (4) в [2] не являлся определяющим. Оказывается для этого достаточно, чтобы

$$4p < n. \quad (2)$$

В [1] установлено, что вольт-амперная характеристика диода при (2) имеет участок отрицательного сопротивления, причем ток и напряжение срыва определяются формулами (в наших обозначениях)

$$\frac{J_0}{J_m} = \frac{p}{2 \ln \frac{p^2}{n}}, \quad J_m = 2eu_n \alpha \frac{V_{\min}}{d}, \quad (3)$$

$$\frac{V_{\max}}{V_{\min}} = \sqrt{\frac{3}{4} \frac{p^2}{n \ln \frac{p^2}{n}}}, \quad V_{\min} = \frac{d^2}{2u_p \tau_p}. \quad (4)$$

Таким образом, если концентрация незаполненных центров кроме условия (2) удовлетворяет неравенству

$$\frac{3}{4} \frac{p^2}{n} \frac{1}{\ln \frac{p^2}{n}} > 1, \quad (5)$$

то их наличие в n -полупроводнике приведет к появлению ОС на ВАХ.

Вольт-амперные характеристики

а). Напряжение и ток срыва

Задавая различные значения p и n , удовлетворяющие условиям (2) и (5), численно* определяем ВАХ. При этом применяем метод, развитый в [2]. Задавая η_{\max} , решаем (4) в [2] в фазовом пространстве, потом из граничных условий (5) определяем соответствующий ему ток. Падение напряжения вычисляем по формуле (10) (уравнения (4), (5), (10) см. в [2]).

Из вольт-амперной характеристики, определенной численным методом, следует, что характеристика имеет падающий участок, переходящий в вертикальный при больших токах. Отношение максимального напряжения к минимальному является функцией p и n . Обозначив эту функцию через $\frac{V_{\max}}{V_{\min}}(p, n)$, приведем некоторые ее численные значения:

$$\begin{aligned} \frac{V_{\max}}{V_{\min}}(5 \cdot 10^2, 2 \cdot 10^3) &= 3,8(4,4), \quad \frac{V_{\max}}{V_{\min}}(10^3, 4 \cdot 10^3) = 5,2(5,8), \\ \frac{V_{\max}}{V_{\min}}(10^3, 10^4) &= 3,55(4,03), \\ \frac{V_{\max}}{V_{\min}}(10^2, 4 \cdot 10^2) &= 2,1(2,4), \quad \frac{V_{\max}}{V_{\min}}(10^2, 10^3) = 1,6(1,8), \\ \frac{V_{\max}}{V_{\min}}(10^3, 5 \cdot 10^4) &= 1,58(1,65). \end{aligned} \quad (6)$$

Числа в скобках есть величины, вычисленные по (4). Из (6) видно, что они отличаются на $\sim 10\%$ от тех, что были определены чис-

* Вычислительная работа была выполнена в ВЦ АН АрмССР и ЕрГУ на ЭВМ „Раздан-2“.

ленно. Уточнение (4) на основе численного решения показывает, что перед корнем квадратным появляется коэффициент, слабо зависящий от p и n и равный по величине примерно 0,86.

Из (3) видно, что ток поворотной точки тоже зависит от p и n . Обозначив этот ток через $\frac{J_0}{J_m}(p, n)$, приведем его значения, определенные численно и по (3):

$$\begin{aligned} \frac{J_0}{J_m}(5 \cdot 10^2, 2 \cdot 10^3) &= 59,01 (51,75), \quad \frac{J_0}{J_m}(10^3, 4 \cdot 10^3) = 95,5 (90,6), \\ \frac{J_0}{J_m}(10^3, 10^4) &= 110 (109), \\ \frac{J_0}{J_m}(10^2, 4 \cdot 10^2) &= 16 (15,5), \quad \frac{J_0}{J_m}(10^2, 10^3) = 25 (22), \\ \frac{J_0}{J_m}(10^3, 5 \cdot 10^4) &= 170 (167). \end{aligned} \quad (7)$$

Отсюда можно заметить, что ток срыва, вычисленный по (3) (числа в скобках в (7)), с точностью 90% совпадает с определенным численно.

Нетрудно заметить, что $\frac{J_0}{J_m}$ почти пропорционально растет с ростом p , тогда как при $p \leq 100$ и $n \leq 40$ (см. в [2]) почти не зависит от p .

Воспользовавшись обозначением $\eta_{\max} = \frac{eu_n \alpha E_{\max}}{J}$, определение $\frac{J}{eu_n E_{\max}}$ при токе срыва показывает, что падающий участок начинается тогда, когда еще имеет место $\frac{J}{eu_n E_{\max}} < N_n$. Это означает, что

концентрация электронов в максимуме поля (около срыва ВАХ) по порядку величины еще остается меньше, чем концентрация незаполненных акцепторов.

Определение минимального напряжения по развитым в [2] методам показывает, что вертикальному участку соответствует напряжение $V_{\min} = \frac{d^2}{2u_p \tau_p}$, которое не зависит от p и n .

Отметим, что при значениях p и n , удовлетворяющих (2) и (5), вычислять напряжение и ток срыва по интерполяционным формулам (11) и (12) в [2] нельзя. Во-первых, если вычислять по тем же формулам, то при рассмотренных нами p и n получаются величины, отличающиеся на $> 50\%$ от предельного значения $\frac{V_{\max}}{V_{\min}}$. Во-вторых, ха-

рактер зависимости $\frac{V_{\max}}{V_{\min}}$ и $\frac{J_0}{J_m}$ от p и n сильно отличается от (11) и

(12) в [2]. Особенно это относится к $\frac{J_0}{J_m}$. Как известно из (12) в [2], ток срыва почти не зависит от p , тогда как при p и n , удовлетворяющих (2) и (5), он почти пропорционально зависит от p .

б). *Характеристики, предшествующие напряжению срыва*

На основе соотношения между током и напряжением, установленным численно, выявим некоторые закономерности для отдельных участков вольт-амперной характеристики.

При малых токах характеристика подчиняется закону Ома. Введя безразмерную проводимость $\sigma_{\text{ом}}(p, n) = \frac{\Delta J/J_m}{\frac{V}{V_{\text{min}}}}$, определим зависимость $\sigma_{\text{ом}}(p, n)$ от p и n . Оказалось, что $\sigma_{\text{ом}}$ при рассмотренных значениях p и n определяется формулой $\sigma_{\text{ом}}(p, n) = 0,575 \frac{n}{p}$. Следовательно, при малых токах имеет место

$$\frac{J}{J_m} = 0,575 \frac{n}{p} \frac{V}{V_{\text{min}}} \quad (8)$$

Обозначив коэффициент пропорциональности между $\frac{J}{J_m}$ и $\left(\frac{V}{V_{\text{min}}}\right)^2$ через σ_k , установим зависимость последнего от p и n . Полученное нами значение σ_k при всех p и n подчиняется формуле $\sigma_k = k_1 \frac{n}{p}$, причем коэффициент k_1 очень слабо зависит от тока и p, n . Поэтому, усреднив значение k_1 , получаем $k_1 \approx 0,58$. Тогда закон $J \sim V^2$ определяется формулой

$$\frac{J}{J_m} = 0,58 \frac{n}{p} \left(\frac{V}{V_{\text{min}}}\right)^2 \quad (9)$$

Принимая точку пересечения двух интерполяционных формул (8) и (9) как границу между линейной и квадратичной зависимостью тока от напряжения, можно убедиться в том, что эта граница слабо зависит от p и n . Верхняя же граница закона $J \sim V^2$ по напряжению в рассмотренных случаях почти доходит до напряжения срыва, тогда как при относительно малых p и n ($p < 100, n < 40$) эта граница находится на расстоянии меньшем $0,6 V_{\text{max}}$. Интервал токов, где наблюдается $J \sim V^2$ при больших p и n , будет порядка: $1 \div 1,5$.

в). *Отрицательное сопротивление*

При всех рассмотренных p и n наблюдается падающий участок, переходящий в вертикальный участок. Две из таких характеристик определенные при

$p=10^3$, $n=10^4$, и $p=10^3$, $n=4 \cdot 10^3$, приведены на рис. 1.

В отличие от рассмотренных в [2] случаях максимальное значение отрицательного сопротивления при больших p ($p > 100$) и n ($n > 4p$) будет больше, чем его значение

при $p < 100$ и $n < 40$. Например, при $p=10^3$ и $n=10^4$ ток и напряжение срыва будут соответственно $110 J_m$ и $3,55 V_{\min}$, а потом, так как ток возрастает в 6–7 раз, напряжение уже уменьшится до напряжения „вертикали“.

Вольт-амперная характеристика при больших токах, соответствующих предвертикальному участку, включая и участок „вертикали“, с большой точностью описывается формулой

$$\frac{V}{V_{\min}} = \frac{2}{x_0} (e^{x_0} - 1 - x_0), \quad (10)$$

Рис. 1. Статические вольт-амперные характеристики 1— $p=10^3$, $n=10^4$; 2— $p=10^3$, $n=4 \cdot 10^3$.

где $x_0 = \frac{N_n J_m}{\alpha J}$. Исходя из численного соотношения между током и напряжением, можно показать, что формула (10) имеет место при больших токах, начиная с точки перегиба кривой $J=f(V)$, если „2“ заменить на „ $2 \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{J_0}{J_m}\right)$ “, где J_0 — ток срыва.

Таким образом, мы видим, что полный ход ВАХ начинается с участка закона Ома, после которого следует $J \sim V^2$ почти до напряжения срыва. После закона $J \sim V^2$ до точки перегиба ВАХ в области ОС имеет место более сложная зависимость тока от напряжения. В этой переходной области распределение точек характеристики подчиняется функции с „параболической“ зависимостью.

Следует отметить, что ВАХ, определенная решением (1) (см. [2]) без отрицательного члена в круглой скобке, почти не отличается от характеристики, определенной с учетом этого члена в (1). Это связано с тем, что выбор параметров p и n , удовлетворяющих условиям (3) и (5), приводит к тому, что члены, учитывающие объемный заряд в (1), становятся много меньше других членов и они на характеристику влиять почти не будут.

Распределение поля

Определим распределение поля по базе диода для токов, соответствующих областям закона Ома, $J \sim V^2$ и области отрицательного

сопротивления характеристики. На рис. 2 приведено распределение поля по базе диода при значениях тока $3,1 J_m$, $7,4 J_m$, $12,2 J_m$, $28,5 J_m$ и $43,4 J_m$. Из этого рисунка видно, что при малых токах, соответствующих участку закона Ома, напряженность электрического поля распределена почти равномерно (кривые 1,2). С ростом тока происходит заметное отклонение от равномерного распределения поля (кривые 3, 4, 5) и при больших токах, соответствующих участку $J \sim V^2$, максимум поля еще находится вблизи второго тылового контакта, а в области базы, примыкающей к $p^+ - n$ -переходу, величины поля намного меньше максимальной (E_{max}). В области положительного сопротивления E_{max} возрастает с ростом тока, а после переключения в падающем участке рост E_{max} по току сменяется уменьшением

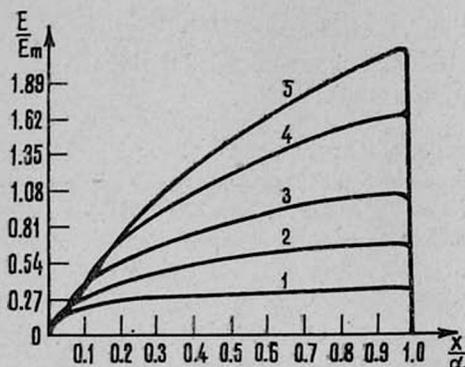


Рис. 2. Распределение напряженности электрического поля в толще диода при

$$p=10^3, n=4.10^3, 1 - \frac{J}{J_m} = 3, 1,$$

$$2 - \frac{J}{J_m} = 7,4, 3 - \frac{J}{J_m} = 12,2,$$

$$4 - \frac{J}{J_m} = 28,5, 5 - \frac{J}{J_m} = 43,4.$$

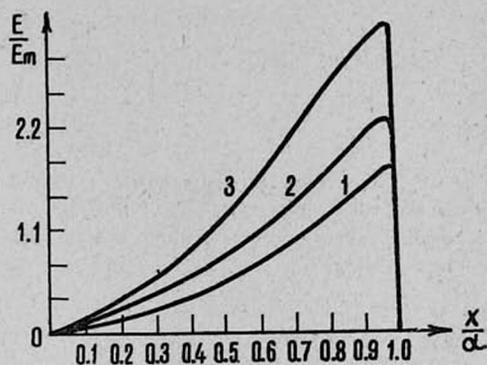


Рис. 3. Распределение напряженности электрического поля в толще диода при

$$p=10^3 \text{ и } n=4.10^3, 1 - \frac{J}{J_m} = 895,$$

$$2 - \frac{J}{J_m} = 585, 3 - \frac{J}{J_m} = 330.$$

(рис. 3). На рис. 3 приведены распределения поля при токах, соответствующих участку отрицательного сопротивления. Откуда ясно, что максимум поля находится вблизи второго контакта, причем в большей части базы со стороны контакта $p^+ - n$ -величины поля намного меньше его максимального значения. Это означает, что с ростом уровня инжекции дырок из $p^+ - n$ -перехода происходит значительная модуляция сопротивления, главным образом, в первой половине базы. В свою очередь инжекция электронов из pn^+ -перехода в полупроводник приведет к уменьшению напряженности электрического поля около второго тылового контакта.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Авакьянц, Известия АН АрмССР, Физика, 1, 4, 248 (1966)
2. Г. М. Авакьянц, Ш. Каниязов, Известия АН АрмССР Физика, 2, 5, 291 (1967).

ԿՐԿՆԱԿԻ ԻՆՅԵԿՑԻԱՅԻ ՌԵԺԻՄՈՎ ԱՇԽԱՏՈՂ ԵՐԿԱՐ ԴԻՈԴԵՆԲԻ
ՍՏԱՏԻԿ ՎՈՂՏ-ԱՄՊԵՐԱՑԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Շ. ԿԱՆԻՑԱԶՈՎ

Թվայնորեն քննարկվում են՝ էլեկտրական դաշտի լարվածության բաշխումը և կոմպենսացված բազայով երկար դիոդների ստատիկ վոլտ-ամպերային բնութագրերը: Որոշվում է մինչև ինյեկցիայի սկիզբը շրջանված կոմպենսացնող ակցեպտորների ազդեցությունը դիոդի հատկությունների վրա:

ON THE THEORY OF STATIC CURRENT-VOLTAGE
CHARACTERISTIC OF LONG DIODES WORKING IN DOUBLE
INJECTION MODE. PART. II

G. M. AVAKYANTS, SH. KANYAZOV

The electrical field tension distribution and the static current-voltage characteristics of the compensated base long diodes are analysed numerically. The influence of the compensating acceptors, which are not filled before the injection, on the diode properties is determined.