

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВЫПРЯМИТЕЛЬНЫХ И ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

При исследовании и разработке микро- и оптоэлектронных устройств на основе различных полупроводниковых диодов практически всегда требуется знать эквивалентную электрическую схему составляющих элементов. Знание параметров эквивалентной схемы и их зависимостей от температуры, частоты, тока и напряжения позволяет оперативно находить выходные характеристики устройства.

Например, для задания вольт-амперной характеристики выпрямительного диода необходимо знать последовательное сопротивление R_n , складывающееся из электрических сопротивлений базы, слоев диода и омических контактов. Его величина требуется также для определения тепловых характеристик лазерных диодов, в частности, для оценки джоулева нагрева активной области и расчета КПД лазера.

Для достаточно больших прямых смещений U ток I через диод растет как $\exp(eU/nkT)$, где n - параметр неидеальности, отражающий отклонение реальных характеристик от идеальной зависимости $I(U)$, когда $n = 1$. Хотя значение коэффициента n может изменяться с уровнем накачки, зависит от температуры T и скорости рекомбинационных процессов на границах раздела, он относится к числу важных электрофизических параметров диодов.

Начало генерации в лазерных диодах маскирует и затрудняет прямые электрические измерения параметров. Поэтому требуются методы, позволяющие при изучении структур на малых напряжениях и токах предсказывать их поведение при лазерных накачках. Ватт-амперные характеристики расширяют набор электрофизических параметров и позволяют определить пороговый ток I_0 , внешний и внутренний квантовые выходы генерации, коэффициент внутренних оптических потерь, функцию выхода генерируемого излучения. Анализ вольт- и ватт-амперных характеристик выполняется обычно совместно с моделированием эквивалентной схемы лазерного диода. Каждый элемент схемы ставится в соответствие какому-либо из электрофизических параметров лазера. Изменение параметров определенным образом отражается на энергетических характеристиках лазера.

Цель данной работы - обзор методов анализа электрических характеристик инжекционных лазеров и выпрямительных диодов с барьером Шоттки и определения параметров эквивалентной схемы. Экспериментально исследована возможность применения методов, разработанных для диодов Шоттки, к полупроводниковым лазерам на гетероструктурах.

Определение высоты барьера и последовательного сопротивления диодов методом Норде

Из теории выпрямления полупроводниковых диодов с барьером Шоттки для плотности тока j следует уравнение [1-3]

$$j = j_0 \left[\exp\left(\frac{eU_c}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (1)$$

Здесь $j_0 \sim \exp\left(-\frac{\varphi_B}{kT}\right)$ - плотность тока насыщения, φ_B - высота потенциального барьера контакта металл-полупроводник (МП), U_c - падение напряжения на МП - контакте.

Согласно диодной теории выпрямления, плотность тока насыщения равна $j_0 = AT^2 \exp(-\varphi_B/KT)$, где A - постоянная Ричардсона. В условиях термоэлектронной эмиссии в вакуум постоянная Ричардсона имеет значение $A_0 = 120 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$. Для контактов металл-полупроводник n -типа используется постоянная $A = A_0 m_c/m_e$, где m_c - эффективная масса электронов. Для многодолинных полупроводников выражение для A несколько усложняется. В контактах с полупроводником p -типа вклад в постоянную A вносят как тяжелые, так и легкие дырки. Учет полевых эффектов, туннелирования и квантовомеханического отражения носителей в барьере модифицирует значение A . Для большинства полупроводниковых материалов отношение A/A_0 находится в интервале 0.07-2.2 [1,3,4]. Однако неточность в задании эффективной постоянной Ричардсона A , равная 100 %, дает погрешность в определении высоты потенциального барьера порядка $0.6 kT$, что составляет при комнатной температуре всего 18 мВ.

Высота потенциального барьера φ_B зависит, как правило, от работы выхода напыляемого металла, типа проводимости полупроводника, качества и обработки поверхности кристалла. При этом для ковалентных полупроводников, например, Si и Ge , а также материалов с малой степенью ионности химической связи, таких, как GaAs , проявляется эффект закрепления уровня Ферми, т.е. высота барьера слабо изменяется при напылении разных металлов и определяется в основном дефектами, возникающими при формировании МП - контакта [5].

Удобным методом определения высоты барьера φ_B служит построение вольт-амперной характеристики в полулогарифмическом масштабе $\ln I - U$. При достаточно больших напряжениях, таких, что $eU > 3kT$, график $\ln I(U)$ будет представлять собой практически прямую линию. Путем экстраполяции этой прямой до оси токов ($U = 0$) получается значение тока насыщения I_0 . Высота барьера φ_B вычисляется непосредственно по значению I_0 .

Однако при таком определении φ_B возникают трудности, если материал подложки обладает большим электрическим сопротивлением. Прямолинейный участок характеристики возможен лишь при напряжениях, удовлетворяющих условию $e(U - IR_n) > 3kT$. Но если R_n достаточно велико, то этот участок слишком мал, чтобы получить достоверные значения I_0 . Более того, в интервале малых напряжений избыточный ток рекомбинации может составлять значительную часть тока I , что при экстраполяции прямой делает величину I_0 еще более ненадежной.

Чтобы обойти эти ограничения, Г. Норде в 1979 г. предложил использовать искусственную функцию, которая устраняет погрешности в отыскании I_0 и φ_B [6]. Эквивалентная схема диода, которой он пользовался, показана на рис.1. Поведение диода на схеме в точности подчиняется зависимости (1) для идеального случая.

Функция Норде $F(U)$ определяется таким образом, чтобы при одном из напряжений существовал минимум. К этому приводят следующие соображения. При малых токах дифференциальное сопротивление диода R_d велико, и последовательным сопротивлением R_n толщи диода и омических контактов можно пренебречь. Поэтому все приложенное напряжение будет падать на МП - контакте диода (рис.1б). При увеличении смещения дифференциальное сопротивление диода уменьшается очень быстро (экспоненциально) и стремится к R_n . Соответственно, все приложенное напряжение падает на сопротивлении R_n .

Здесь описаны два крайних случая поведения диода Шоттки. Исходя из них, можно построить простейшую функцию, которая имела бы наклон $\frac{dF}{dU} = -\alpha_1$ при малых U и $\frac{dF}{dU} = \alpha_2$ при больших U ($\alpha_1, \alpha_2 > 0$). Наиболее простая функция - линейная: $F(U) = \frac{U}{2} - U_k$. Здесь U_k - напряжение на контакте при $U \gg \frac{kT}{e}$. Для таких напряжений, пренебрегая I_0 , получим $U_k = \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right)$ где $\beta = \frac{e}{kT}$.

Используя величину U_k , мы не получим в явном виде φ_B по функции $F(U)$. Поэтому целесообразно заменить U_k на величину $U_k - \varphi_B/e = (1/\beta) \ln (I/sAT^2)$, где s - площадь контакта. Тогда, согласно Норде [6],

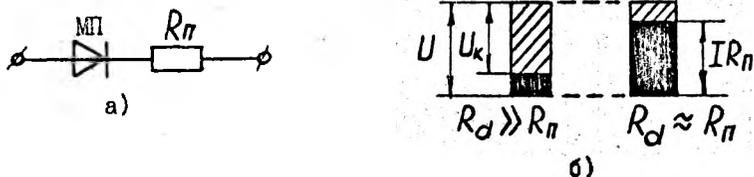


Рис.1. Простейшая электрическая схема выпрямительного диода с барьером Шоттки (а) и перераспределение приложенного напряжения на МП-контакте и последовательном сопротивлении (б)

имеем

$$F(U) = \frac{U}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \frac{I}{3.47 I_0} \quad (2)$$

Для системы МП-контакт-последовательное сопротивление падение напряжения состоит из двух слагаемых:

$$U = U_k + IR_n \quad (3)$$

Подставляя значение U_k из (3) в (1), получаем стандартное выражение для вольт-амперной характеристики диода с последовательным сопротивлением:

$$I = I_0 [\exp(\beta(U - IR_n)) - 1] \quad (4)$$

При $U_0 - IR_n \gg \frac{kT}{e}$ из (2) и (4) следует

$$F(U) = \frac{\varphi E}{e} + IR_n - \frac{U}{2} \quad (5)$$

Для идеального случая $R_n = 0$ и $F(U)$ представляет собой прямую линию с наклоном $-1/2$, экстраполируя которую до оси ординат ($U = 0$), можно определить высоту барьера φ_B .

Если диод ведет себя, как омическое сопротивление (другой предельный случай), то функция Норде имеет вид

$$F(U) = \frac{U}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \frac{U}{3.47 I_0 R_n} \quad (6)$$

Для больших напряжений она будет близка к прямой линии с наклоном $1/2$.

В общем случае, функция $F(U)$ имеет минимум при некотором U_0 (рис. 2 и 3). Дифференцируя (5) по напряжению, получаем

$$\frac{dF}{dU} = R_n \frac{dI}{dU} - \frac{1}{2} \quad (7)$$

Значение $\frac{dI}{dU}$ находим из (3):

$$\frac{dI}{dU} = \frac{dI}{dU_k} \cdot \frac{dU_k}{dU} = \frac{dI}{dU_k} \left(1 + R_n \frac{dI}{U_k} \right), \quad (8)$$

где $\frac{dI}{dU_k} = \beta I$ если практически $U_k > 3kT/e$. Тогда (7) будет иметь вид

$$\frac{dF}{dU} = \frac{\beta I R_n - 1}{2(1 + \beta I R_n)}. \quad (9)$$

Минимум $F(U)$ получается при токе

$$I_* = \frac{kT}{eR_n}. \quad (10)$$

Соответствующее этому току напряжение равно

$$U_0 = \frac{kT}{e} \left(1 + \ln \left(\frac{I_*}{I_0} \right) \right), \quad (11)$$

а минимальное значение функции составляет

$$F(U_0) = \frac{U_0}{2} + \frac{\varphi_B}{e} - \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_*}{I_0} \right). \quad (12)$$

Используя измеренные значения I_* , U_0 и $F(U_0)$, находим требуемые параметры:

$$R_n = \frac{kT}{eI_*}, \quad (13)$$

$$\varphi_B = eF(U_0) + \frac{eU_0}{2} - kT. \quad (14)$$

Еще раз отметим, что метод Норде основан на введении функции (2), полученной из анализа вольт - амперной характеристики при условии $U - IR_n > 3kT/e$.

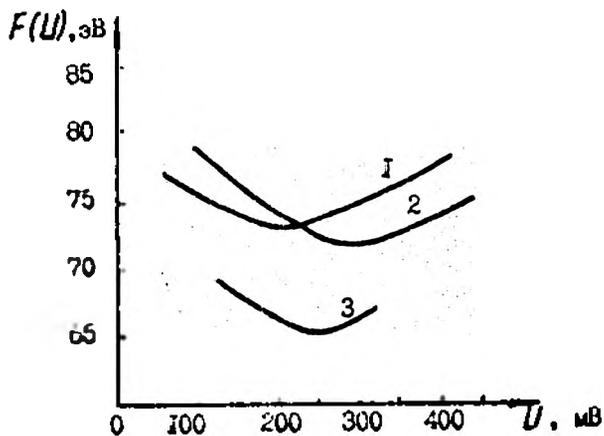


Рис.2. Графики функции $F(U)$ для трех диодов Шоттки: $Au - Si$ (1), $PtSi - Si$ (2), $Pd_2Si - Si$ (3) [6]

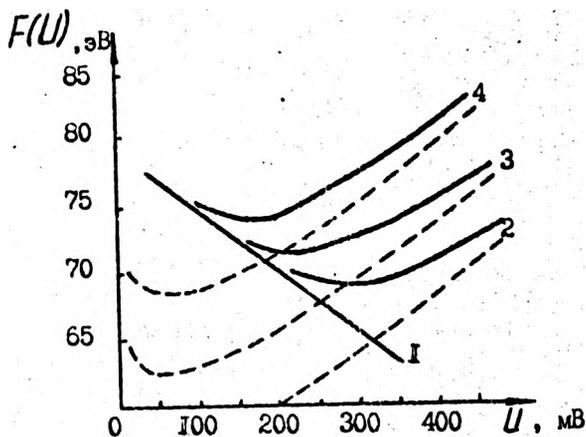


Рис.3. Функция $F(U)$ в зависимости от $R_n = 0$ (1), 10(2), 100(3) и 1000 Ом (4). Пунктирные кривые рассчитаны по формуле (6) [6]

Модификации метода Норде

Одним из недостатков метода Норде оказался неучет несоответствия формулы (1) экспериментальным данным. Реальная вольт-амперная характеристика описывается выражением

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{eU}{nkT} \right) - 1 \right]. \quad (15)$$

Параметр n отражает отклонение эмпирических зависимостей $I(U)$ от идеальной вольт-амперной характеристики ($n = 1$). На отдельных участках вольт-амперной характеристики параметр неидеальности n принимает обычно значения в интервале 1 - 2 [1,3,4].

В работе [7] дано объяснение недостатков традиционного метода определения I_0 и n для высокоомных диодов (например, на основе легированного гидрогенизированным аморфного кремния $a - Si : H$). На графике $\ln I - U$ можно выделить три различные области. В первой области характеристика отличается от линейной из-за неэкспоненциального поведения диода при малых напряжениях. Эта область простирается от $U = 0$ до напряжения U_1 , определяемого как напряжение, при котором относительная ошибка ϵ из-за нелинейности $\ln I(U)$ достигает, например, порядка 1%. Очевидно, что если пренебречь падением напряжения на последовательном сопротивлении, то

$$U_1 = \frac{n}{\beta} \ln \left(\frac{1 + \epsilon}{\epsilon} \right). \quad (16)$$

Полагая $\epsilon = 0.01$, при $T = 300K$ получаем $U_1 = 0.12n(B)$.

Как видно, верхняя граница первой области прямо зависит от параметра неидеальности n . Это означает, что на протяженность линейного участка (вторая область) сильно влияет значение n . Однако более серьезное ограничение линейного участка связано с третьей областью. В этой области нелинейность $\ln I(U)$ вызвана последовательным сопротивлением. Нижняя граница этой области задается напряжением U_2 , которое связано с относительной ошибкой ϵ из-за нелинейности $\ln I(U)$ выражением

$$U_2 = \frac{n}{\beta} \ln \left[1 + \frac{n}{\beta R_n I_0} \ln(1 + \epsilon) \right]. \quad (17)$$

Полагая $\epsilon = 0.01$, при $T = 300K$ находим $U_2 = 0.026n \ln(1 + 2.6 \cdot 10^{-4} n / R_n I_0)(B)$. Здесь $R_n I_0$ тоже выражается в вольтах.

Для типичных I_0 и n в случае выпрямительного диода с высоким последовательным сопротивлением может выполняться соотношение $U_2 < U_1$. Это происходит, когда $R_n I_0 > \frac{n\epsilon}{\beta} \ln(1 + \epsilon)$, что при $\epsilon = 0.01$ и $T = 300K$ дает $R_n I_0 > 2.6 \cdot 10^{-6} (B)$.

Авторы [7] модифицировали функцию Норде и определили ее как

$$F(U) = U - U_0 \ln \left(\frac{I}{I_0} \right), \quad (18)$$

где U_0 произвольно заданная величина напряжения, а I_0 , например, равно 1 А. Используя (4) при $\beta(U - IR_n) \gg 1$, получаем

$$F(U) = U \left(1 - \frac{\beta U_0}{n} \right) - U_0 \ln \left(\frac{I_0}{I} \right) + \frac{\beta U_0}{n} IR_n. \quad (19)$$

Отсюда видно, что при достаточно высоких напряжениях первый член доминирует, но при возрастании U последний член приобретает большую значимость. Принимая это во внимание, найдем, что минимум $F(U)$ возможен, когда $1 - \frac{\beta U_0}{n} < 0$, т.е. при $U_0 > \frac{n}{\beta}$. Проводя те же рассуждения, что и в [6], находим

$$I_0 = \frac{U_0}{R_n} - \frac{n}{\beta R_n}. \quad (20)$$

Величина I_0 зависит от U_0 линейно. Линейное поведение $I_0(U_0)$ ограничивается некоторым интервалом значений U_0 . Наклон зависимости $I_0(U_0)$ дает R_n , а n определяется по ее пересечению с осью токов ($U_0 = 0$). Для большей точности определения R_n и n можно применить метод наименьших квадратов.

Другая модификация метода Норде предложена в работе [8], где используется тот же подход, что и в [6]. На основании (2) и (15) производная функции Норде запишется в виде

$$\frac{dF}{dU} = \frac{1}{2} - \frac{1}{n} + \frac{R_n}{n} \cdot \frac{dI}{dU} = \frac{n - 2 + \beta I R_n}{2(n + \beta I R_n)}. \quad (21)$$

Полагая $\frac{dF}{dU} = 0$, находим

$$\bar{R}_0 = \frac{2 - n}{\beta I_0}. \quad (22)$$

$$\varphi_{II} = eF(U_0) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{2} \right) eU_0 - \left(\frac{2}{n} - 1 \right) \frac{e}{\beta}. \quad (23)$$

В эти формулы включен параметр нелинейности $n < 2$. При $n=1$ (22) и (23) сводятся к (13) и (14) соответственно.

Авторы [8] определяют n , измеряя вольт-амперную характеристику и строя зависимость $F(U)$ для двух разных температур (рис. 4, 5 и 6). Можно написать

$$R_{ni} = \frac{2 - n}{\beta_i I_{ni}}. \quad (24)$$

$$\varphi_B = eF(U_{0i}) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{2}\right) eU_{0i} - \left(\frac{2}{n} - 1\right) \frac{\epsilon}{\beta_i}, \quad (25)$$

где R_{xi}, β_i, I_{xi} и U_{0i} ($i = 1, 2$) соответствуют температурам T_1 и T_2 . Решая систему этих уравнений, получаем

$$n = 2 \frac{2k\Delta T - \epsilon\Delta U}{2e\Delta F + k\Delta T - \epsilon\Delta U}, \quad (26)$$

$$R_n = \frac{4kT_1\Delta F}{I_{xi}(2e\Delta F + 2k\Delta T - \epsilon\Delta U)}. \quad (27)$$

Здесь обозначено $\Delta T = T_1 - T_2$, $\Delta U = U_{01} - U_{02}$ и $\Delta F = F(U_{01}) - F(U_{02})$.

Для этой модификации необходимо, чтобы было $n \leq 2$. При этом полагается, что φ_B почти не зависит от T . В противном случае результаты трудно интерпретировать. Поэтому в работе [9] введена модифицированная функция Норде в виде

$$F(U, \gamma) = \frac{U}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I}{\beta AT^\gamma} \right). \quad (28)$$

Все рассуждения о поведении функции F и существовании минимума справедливы и для этой модификации. Имеем

$$\frac{dF(U, \gamma)}{dU} = \frac{n - \gamma + \beta I R_n}{\gamma(n + \beta I R_n)}, \quad (29)$$

откуда находится

$$R_n = \frac{\gamma - n}{\beta I}. \quad (30)$$

Проблема определения параметра n решается подобно предыдущей модификации - строится вольт-амперная характеристика и функция $F(U, \gamma)$ для двух значений $\gamma = \gamma_i$ ($i = 1, 2$), таких, что $\gamma_i > n$. Тогда имеем

$$\varphi_B = eF(U_{0i}, \gamma_i) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma_i}\right) eU_{0i} - \epsilon \frac{\gamma_i - n}{n\beta}, \quad (31)$$

$$R_n = \frac{\gamma_i - n}{\beta I_{0i}}. \quad (32)$$

Решая систему этих уравнений, получаем

$$n = \frac{U_{0i} - U_{02} + \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\beta}}{F(U_{02}, \gamma_2) - F(U_{01}, \gamma_1) - \frac{U_{02}}{\gamma_2} + \frac{U_{01}}{\gamma_1}}, \quad (33)$$

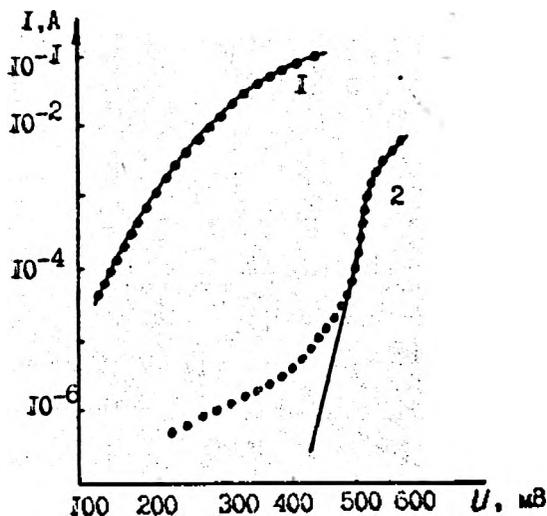


Рис.4. Экспериментальные (точки) и рассчитанные (кривые) вольт-амперные характеристики для диода $Mo - Si$ при $T = 297(1)$ и 129 K (2) [8]

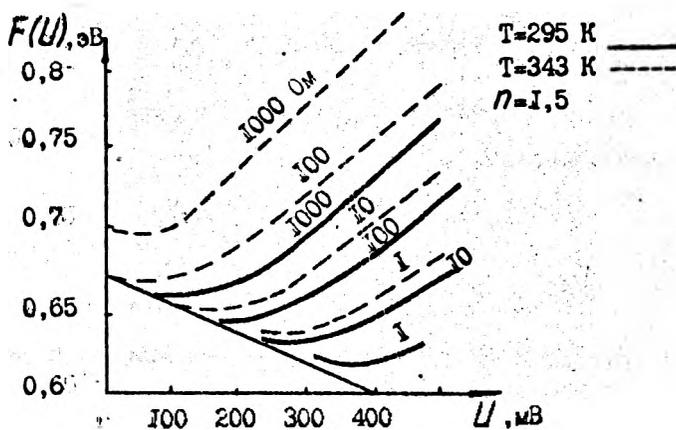


Рис.5. Функция $F(U)$, рассчитанная для $\phi_s = 0.67$ эВ, $n = 1.5$, $s = 3.14 \cdot 10^{-2}$ см², $A = 120$ А/см² · К² и $T = 295$ (сплошные кривые) и 343 К (штриховые кривые). Цифры на кривых - значения R_s (Ом) [8]

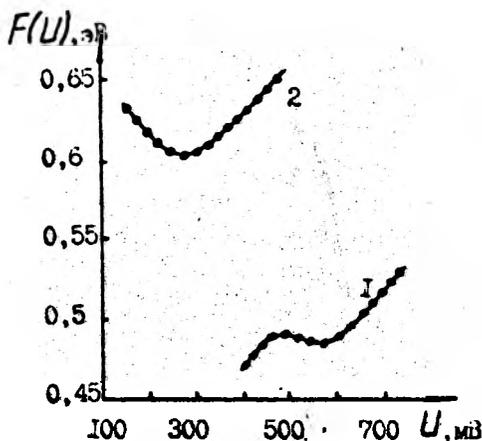


Рис.6. Графики $F(U)$ для диода $Mo - Si$ при $T = 297(1)$ и 129 К (2) [8]

или

$$n = \frac{\gamma_1 I_{s2} - \gamma_2 I_{s1}}{I_{s2} - I_{s1}} \quad (34)$$

В работе [10] использовано (3) и (15) в виде

$$U = sjR_n + \frac{n\varphi_B}{e} + \frac{nkT}{e} \ln \left(\frac{j}{A T^2} \right) \quad (35)$$

Если ввести функцию

$$H(j) = U - \frac{nkT}{e} \ln \left(\frac{j}{A T^2} \right) \quad (36)$$

то из (35) следует

$$H(j) = sjR_n + n\varphi_B/e \quad (37)$$

Зависимость $H(j)$ должна быть прямой с наклоном sR_n и пересечением оси ординат ($j = 0$) в точке $n\varphi_B/e$.

Следующая модификация практически тоже построена в духе метода Норде. Автор [11] использует формулы термоэлектронной эмиссии в приближении $U_r = U - IR_n \gg \frac{kT}{e}$ и определяет малосигнальную проводимость $G = \frac{dI}{dU}$. Тогда можно выделить такие зависимости:

$$\frac{G}{I} = \frac{e}{nkT} (1 - GR_n) \quad (38)$$

$$\frac{1}{G} = \frac{nkT}{eI} + R_n, \quad (39)$$

$$\frac{dU}{d \ln I} = \frac{I}{G} = IR_n + \frac{nkT}{e}. \quad (40)$$

По уравнениям (38), (39) и (40) строятся характеристики $G - G, \frac{1}{G} - \frac{1}{I}, \frac{1}{G} - I$, которые дают возможность определить R_n и n . Величину G можно найти по анализу вольт-амперной характеристики, например, строя график $I(U)$ в полулогарифмическом масштабе или измерив с помощью генератора переменного напряжения вюкких частот амплитуду δU и используя встроенный усилитель для выделения переменного тока δI той же частоты ($G = \frac{\delta I}{\delta U}$). Однако следует опасаться, что G может зависеть от частоты. Одно из объяснений этому - поверхностные состояния на границе раздела металл - полупроводник. По указанным характеристикам определяются R_n и n . Хотя из второй характеристики (39) величины определяются с невысокой точностью, в целом метод способен обеспечить точность 1%.

Еще одна модификация предложена в работе [12]. Суть ее сводится к введению функции

$$F(I) = U - R_0 I, \quad (41)$$

где R_0 - подбираемый параметр. Из рис.7 видно, что функция $F(I)$ достигает максимума для одного из значений тока I_m при R_0 , выбранном так, что $F(I)$ имеет точку пересечения с вольт-амперной характеристикой диода. Точка пересечения A будет существовать, если выполняется условие $R_{d0} > R_0 > R_n$, где R_{d0} - дифференциальное сопротивление диода при стремлении тока к нулю:

$$R_{d0} = R_n + \frac{n}{\beta I_0}. \quad (42)$$

Для напряжений, при которых $\beta(U - IR_n)/n \geq 3$, получаем $\ln(I/I_0) \approx \beta(U - IR_n)/n$ и

$$F(I) = \frac{n}{\beta} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right) + (R_n - R_0)I. \quad (43)$$

Здесь нет проблем с токами утечки, которые не учитываются в модели, соответствующей формуле (15). Максимум $F(I)$ получается из условия $\frac{dF}{dI} = \frac{n}{\beta I} + R_n - R_0 = 0$, а ток, соответствующий этому максимуму, равен

$$I_m = \frac{n/\beta}{R_0 - R_n}. \quad (44)$$

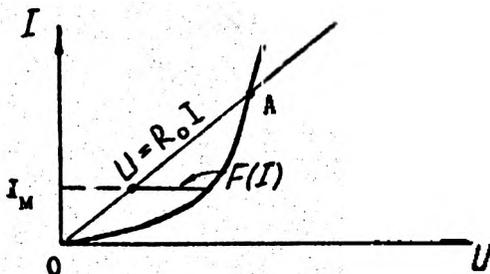


Рис.7. Определение $F(I)$ по пересечению вольт-амперной характеристики $I(U)$ с прямой $U = IR_0$

Используя два различных значения R_0 , можно получить параметры R_s и n :

$$R_s = \frac{R_{02}I_{m2} - R_{01}I_{m1}}{I_{m2} - I_{m1}}, \quad (45)$$

$$n = \beta I_{m1} I_{m2} \frac{R_{01} - R_{02}}{I_{m2} - I_{m1}}. \quad (46)$$

Зная n и R_s , легко найти по $F(I_m) = \frac{n}{\beta} \ln \left(\frac{I_m}{sAT^2} \right) + \frac{n\psi_B}{e} - \psi_B$ высоту барьера:

$$\psi_B = \frac{eF(I_m)}{n} + \frac{e}{\beta} \left(1 - \ln \left(\frac{I_m}{sAT^2} \right) \right). \quad (47)$$

Данный подход, в отличие от метода Норде, не требует вычисления логарифмов, что упрощает процедуру расчета параметров.

Дифференциальные методики определения параметров диодов

Дифференциальные методы определения параметров диодов основаны на измерениях на постоянном токе с введением модуляционного сигнала. Суть методики применительно к лазерным диодам подробно обсуждается в работах [13-15]. Вольт-амперная характеристика лазерного диода описывается выражением (15), где U_k задается формулой (3).

Дифференцирование U по I дает

$$\frac{dU}{dI} = \frac{nkT}{eI} + R_s, \quad (48)$$

$$\frac{d^2U}{dI^2} = -\frac{nkT}{eI^2}. \quad (49)$$

Удобно (48) и (49) переписать в ином виде:

$$I \frac{dU}{dI} = IR_s + \frac{nkT}{e}, \quad (50)$$

$$I^2 \frac{d^2 U}{dI^2} = -\frac{nkT}{e}. \quad (51)$$

Очевидно, параметры диода целесообразно получать прямо по измерениям $I \frac{dU}{dI}$ и $I^2 \frac{d^2 U}{dI^2}$, а не синтезировать эти значения по описанным характеристикам.

Идея метода заключается в модуляции тока диода, причем с постоянной глубиной модуляции $m = \frac{\Delta I}{I}$, а не с постоянной амплитудой модуляции ΔI . Ток, текущий через лазерный диод, подчиняется закону

$$I(\Omega) = I + \Delta I \cos(\Omega t). \quad (52)$$

Разложение в ряд Тейлора модулированного со-временем t напряжения, соответствующего протекающему току (52), дает члены, относящиеся к первой (Ω) и второй (2Ω) гармоникам:

$$\begin{aligned} U &= U(I) + \frac{dU}{dI} \Delta I \cos(\Omega t) + \frac{1}{2} \frac{d^2 U}{dI^2} (\Delta I)^2 \cos^2(\Omega t) + \dots = \\ &= U(I) + \frac{1}{4} m^2 I^2 \frac{d^2 U}{dI^2} + m I \frac{dU}{dI} \cos(\Omega t) + \frac{1}{4} m^2 I^2 \frac{d^2 U}{dI^2} \cos(2\Omega t). \end{aligned} \quad (53)$$

Таким образом, сигнал, выделяемый фазовым детектором на частотах Ω и 2Ω , равен

$$U(\Omega) = m I \frac{dU}{dI}, \quad (54)$$

$$U(2\Omega) = \frac{1}{4} m^2 I^2 \frac{d^2 U}{dI^2}. \quad (55)$$

Если, в соответствии с формулами (50) и (51), построить зависимости экспериментальных данных $U(\Omega) - I$ и $U(2\Omega) - I$, то из первого графика по наклону прямой можно определить R_n и по пересечению с осью ординат ($I = 0$) найти $\frac{nkT}{e}$, а из второго - $\frac{nkT}{e}$ по прямой, параллельной оси токов.

С помощью дифференциальных методов можно находить также пороговый ток лазерного диода I_n [14]. На пороге генерации произведение $I \frac{dU}{dI}$ скачкообразно уменьшается от значения $I R_n + \frac{nkT}{e}$ до значения $I R_n$, а затем продолжает возрастать с ростом тока I с наклоном, равным R_n . Это обусловлено тем, что по достижении порога генерации, характеризующего током I_n , напряжение на $p-n$ -переходе в идеализированной модели лазера стабилизируется, несмотря на продолжающийся рост тока.

Зависимость $I^2 \frac{d^2 U}{dI^2}$ от I позволяет также более точно установить точки, характерные для развития процессов оптического и электрического насыщения. Пик этой зависимости соответствует стабилизации паде-

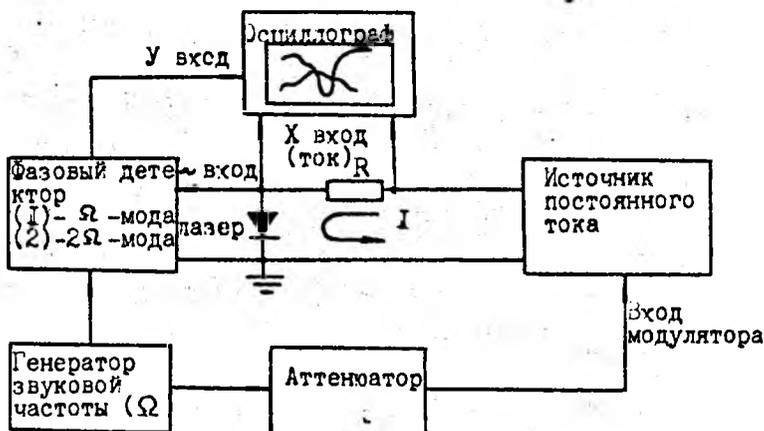


Рис.8. Упрощенная структурная схема измерения дифференциальных зависимостей $I \frac{dU}{dI} - I$ и $I^2 \frac{d^2U}{dI^2} - I$ для лазерных диодов

ния напряжения на $p-n$ -переходе, обусловленной началом генерации. По положению этого пика определяется I_n .

На рис.8 представлена блок-схема установки для изучения зависимостей $I \frac{dU}{dI} - I$ и $I^2 \frac{d^2U}{dI^2} - I$ для $(Al, Ga)As$ ДГС-лазера. Отдельные вопросы, касающиеся особенностей дифференциальных характеристик лазерных диодов, обсуждаются в работах [16-18].

Преимущества и недостатки методов

Описанные методики определения электрофизических параметров диодов обладают следующими достоинствами:

а) Быстрое определение важных параметров (R_n, n) посредством снятия одной вольт-амперной характеристики. Причем, если удастся оценить, в какой области характеристики будет экстремум используемой функции, то измерения в других областях не требуются. Поэтому метод Норде можно считать достаточно хорошим экспресс-методом определения электрофизических параметров.

б) Анализ характеристик производится в средней области напряжений. При этом отсутствует нагрев и эффекты высокой инжекции, а также исключается роль пунтирующих токов.

К недостаткам рассмотренных методов относятся следующие:

а) Еще в работе [6] отмечалось, что минимум функции $F(U)$ может быть вызван не только последовательным сопротивлением. Источником минимума $F(U)$ может служить неомичность невыпрямляющего контакта. Если МП-контакт смещен в прямом направлении, то неомический контакт - в обратном. Даже если барьер на этом контакте мал, его неомичность сильно влияет на протекающий ток. Действительно, для характеристики структуры с двумя неомическими контактами (1 и 2) (предполагая, для простоты, что последовательное сопротивление равно нулю и $n = 1$) получаем выражение

$$I = \frac{I_{01}I_{02}}{I_{02} + I_{01}\exp\left(\frac{eU}{kT}\right)} \left| \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right|, \quad (56)$$

где I_{01} и I_{02} - токи насыщения в контактах 1 и 2. Вводя значения высоты барьера на контактах φ_1 и φ_2 , получаем

$$I = sAT^2 \frac{\exp\left(-\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{kT}\right)}{\exp\left(-\frac{\varphi_2}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{\varphi_1 - eU}{kT}\right)} \left| \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right|. \quad (57)$$

Предполагая далее, что $U \gg kT/e$, и используя (2), приходим к функции Норде в виде

$$F(U) = \frac{\varphi_1}{e} - \frac{U}{2} + \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \exp\left(\frac{eU - \varphi_1 + \varphi_2}{kT}\right) \right). \quad (58)$$

Очевидно, наименьшее значение этой функции соответствует

$$U_0 = \frac{\varphi_1}{e} - \frac{\varphi_2}{e}. \quad (59)$$

Таким образом, возникает неопределенность в определении высоты потенциального барьера на МП-контакте.

б) Необходимо точно находить минимум функции $F(U)$, иначе ошибки в определении сопротивления будут превышать ошибки определения напряжения U_0 в 5-7 раз. Проиллюстрируем это на примере. Пусть по-оа неточного определения минимум функции $F(U)$ приходится на напряжения U_0 и U'_0 . Им соответствуют на характеристике токи I_0 и I'_0 . Тогда значения сопротивления, которые определяются по формуле (13),

будут равны $R_n = \frac{kT}{eI_n}$ и $R' = \frac{kT}{eI'_n}$ и, следовательно,

$$\Delta I_n = I_n - I'_n = \frac{kT}{e} \left(\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R'_n} \right) \approx -\frac{kT}{e} \cdot \frac{\Delta R_n}{R_n^2}. \quad (60)$$

Так как $F(U_0) \approx F(U'_0)$, то из (12) имеем

$$\frac{\Delta U_0}{2} = \frac{kT}{e} \ln \frac{I_n}{I'_n} = \frac{kT}{e} \ln \frac{I'_n + \Delta I_n}{I'_n} \approx \frac{kT}{e} \cdot \frac{\Delta I_n}{I'_n}. \quad (61)$$

Отсюда находится $\epsilon_0 = \frac{\Delta U_0}{U_0}$ - относительная ошибка определения напряжения. Для нее выполняется соотношение

$$\frac{1}{2} \frac{e}{kT} U_0 \epsilon_0 = -\epsilon_R, \quad (62)$$

где $\epsilon_R = \frac{\Delta R_n}{R_n}$ - относительная ошибка определения сопротивления. Полагая $\frac{e}{kT} \approx 40B^{-1}$, $U_0 \approx 0.25B$ и $\epsilon_0 = 1 \div 6 \%$, из (62) получаем $\epsilon_R = 5 \div 36 \%$, что превышает ϵ_0 в 5-6 раз.

В работе [19] показано также, что точность метода Норде падает, если заметным становится избыточный генерационно-рекомбинационный ток, или высота барьера зависит от приложенного напряжения. Оба эти фактора искажают вид функции $F(U)$ в области минимума.

Структура и электрофизические параметры выпрямительных диодов представлены в табл.1. Как видно, методика определения электрофизических параметров МП-структур на основе функций Норде апробирована главным образом для кремниевых диодов.

Модификация метода Норде для непрерывно излучающих инжекционных гетероструктур

Ниже рассматривается возможность применения метода Норде для определения электрофизических параметров инжекционных гетероперелов. Экспериментальные вольт-амперные характеристики снимались на установке, схема которой представлена на рис.9.

В качестве источника питания выбран ТЕС-13 с диапазоном измерения напряжения 0-50 В и тока 0-1 А, включены также амперметр М-253 с внутренним сопротивлением 20 Ом, вольтметр В7-27 с внутренним сопротивлением 10 МОм, сопротивление $R = 6.7$ кОм используется для измерения наклона нагрузочной прямой, диод VD2 предохраняет лазерный диод VD1 от обратных смещений. Структура диода VD1 показана на рис.10.

Таблица 1. Структура и электрофизические параметры выпрямительных диодов

Структура диодов, условия измерений	Параметры	Литература
$Ni - Si$ n - тип, $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ $s = 7.85 \times 10^{-3} \text{ см}^2$ $T = 294 \text{ K}$ $\gamma_i = 2.0 \div 2.6$	$\varphi_B = 0.593 \div 0.604 \text{ эВ}$ $R_n = 3.0 \div 3.2 \text{ Ом}$ $n = 1.20 \div 1.23$	[9]
$Au - n - Si$ $PtSi - n - Si$ $Pd_2Si - n - Si$	$R_n = 4.4 \text{ кОм},$ $\varphi_B = 0.81 \text{ эВ}$ $R_n = 580 \text{ Ом},$ $\varphi_B = 0.84 \text{ эВ}$ $R_n = 107 \text{ Ом},$ $\varphi_B = 0.75 \text{ эВ}$	[6]
$Mo - n - Si$ ориентация подложки (111) $A = 264 \text{ А/см}^2 \cdot \text{K}^2$ $T_1 = 297 \text{ K}, T_2 = 129 \text{ K}$	$\varphi_B = 0.68 \text{ эВ}$ $n = 1.12$ $R_{n1} = 3.3 \text{ Ом},$ $R_{n2} = 11.7 \text{ Ом}$	[8]
$Tb - p - Si$ $Ru - n - Si$ $PtSi - n - Si$	$\varphi_B = 0.666 \text{ эВ},$ $R = 120 \text{ Ом}$ $\varphi_B = 0.771 \text{ эВ},$ $R_n = 2.6 \text{ Ом}$ $\varphi_B = 0.850 \text{ эВ},$ $R_n = 11.7 \text{ Ом}$	[20]
$Ni_{36}W_{64} - n - Si$ ориентация подложки (100) $A = 112 \text{ А/см}^2 \cdot \text{K}^2$ $s = 1.97 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ $T = 293 \text{ K}$	$n = 1.05$ $\varphi_B = 0.63 \text{ эВ}$ $R_n = 58.3 \text{ Ом}$	[21]
$P_2Si - a - Si : H$ $I_{01} = 1.9 \cdot 10^{-8} \text{ А}$ $I_{02} = 0.5 \cdot 10^{-8} \text{ А}$	$n_1 = 2.33$ $R_{n1} = 43 \text{ кОм}$ $n_2 = 1.77,$ $R_{n2} = 87 \text{ кОм}$	[7]
$PtSi - Si$ шунтирующее сопротивление 191 кОм	$\varphi_B = 0.830 \text{ эВ},$ $n = 1.08$ $R_n = 120 \text{ Ом}$	[11]

Структура диодов, условия измерений	Параметры	Литература
<i>W - GaAs</i> различные температуры отжига контакта 100 - 700°C	$n = 1.12 \div 1.4$ $R_n = 4.3 \div 161.5 \text{ Ом}$ $\varphi_B = 0.56 \div 0.63 \text{ вВ}$	[10]
<i>ITO - Si</i> солнечное освещение при нулевой воздушной массе (AM0, 140 мВт/см ²) $T = 303.9 \text{ K}$ $R_{01} = 1.10 \text{ Ом}$ $R_{02} = 2.40 \text{ Ом}$	$R_n = 0.31 \text{ Ом}$ $n = 1.36$	[12]
<i>ITO - a - Si : H</i> <i>Pd - a - Si : H</i>	$\varphi_B = 0.80 \text{ вВ}$ $\varphi_B = 0.97 \text{ вВ}$	[22]
<i>Ir - n - Si</i> $T = 300 \div 377 \text{ K}$	$\varphi_B = 0.79 \div 0.92 \text{ вВ}$	[23]

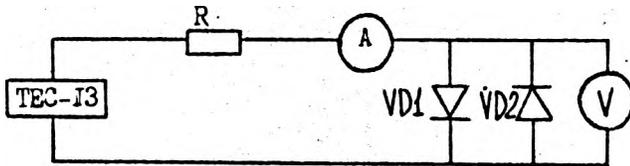


Рис.9. Схема экспериментальной установки
полосковый омический контакт



SiO_2
 $p^+ - GaAs(Ge, 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3})$
 $p - Ga_{1-x}Al_xAs(Ge, 1 \div 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3})$
 $p - Ga_{1-x}Al_xAs(Si, 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3})$
 $n - Ga_{1-x}Al_xAs(Te, 0,5 \div 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3})$
 $n - GaAs(Te, 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3})$
 омический контакт

Рис.10. Структура лазерного диода 32ДЛ-103

При анализе результатов измерений использована модификация метода, описанная в [7]. Функция Норде берется в виде

$$F(U) = \frac{U}{2} - U_0 \ln(I/I_0), \quad (63)$$

где $I_0 = 5 \cdot 10^{-6}$ А. Такой вид удобен тем, что не требует информации о токе насыщения. Проводимость по напряжению

$$\frac{dF}{dU} = \frac{\beta I R_n + n - 2\beta U_0}{2(\beta I R_n + n)} \quad (64)$$

позволяет найти ток в минимуме функции

$$I_0 = \frac{1}{R_n} \left(2U_0 - \frac{n}{\beta} \right). \quad (65)$$

Построив график $I_0(U_0)$, по наклона получаемой прямой находим R_n , а по отрезку, отсекаемому на оси ординат ($U_0 = 0$), находим n .

Так как U_0 является произвольно выбираемым параметром, то его надо подбирать экспериментально так, чтобы напряжение U_0 , соответствующее I_0 , при изменении U_0 находилось в области измерений U . В нашем случае $U_0 = 0.023 \div 0.031$ В.

Численные значения, полученные по анализу зависимости $I_0(U_0)$, составляют $R_n = 43$ Ом, $n = 1.7$. Иогнбы на графиках, приведенных на рис.11, 12 и 13, можно объяснить некой точностью измерительных приборов, используемых в эксперименте.

Из анализа обратной проводимости $\frac{1}{\sigma}(\frac{1}{l})$ (рис.14) получены следующие значения сопротивления R_n и параметра n : $R_n = 74$ Ом, $n = 1.4$. Так как здесь используются обратные величины тока и проводимости, то, как отмечено в работе [11], данный метод содержит ошибку порядка 70%, что вкупе с погрешностью приборов может сильно отразиться на точности определения параметров.

Параметры определялись также по функции $F(I)$. По данным рис.15 и 16 получаем $R_n = 110$ Ом, $n = 1.3$. Эти значения близки к величинам, найденным по функции $F(U)$. Однако значения R_n , в целом, явно завышены. Поэтому необходимо проведение детальных исследований в данном направлении.

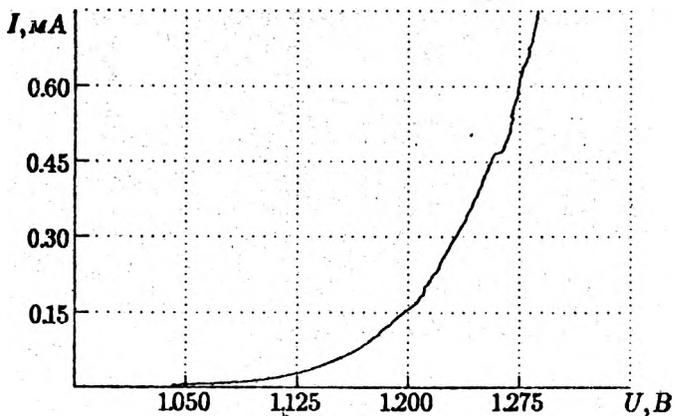


Рис.11. Экспериментальная вольт-амперная характеристика диода 32ДЛ-103, $T = 300 \text{ K}$

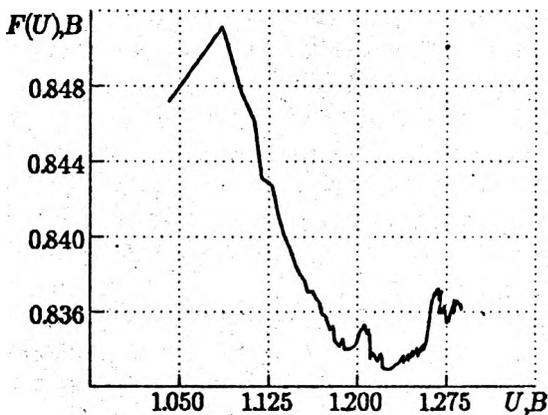


Рис.12. Функция Норде для диода 32ДЛ-103 при $U_a = 0.028 \text{ В}$ (формула(63)), $I_a = 5 \cdot 10^{-6} \text{ А}$

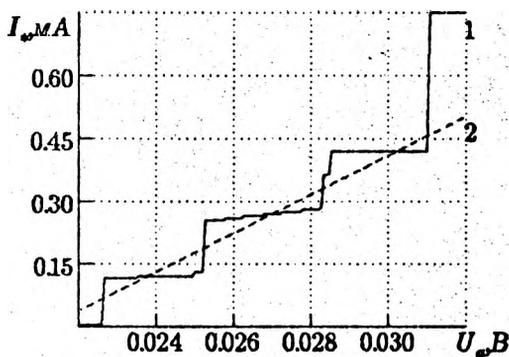


Рис.13. Зависимость $I_a(U_a)$ (1) и прямая (2), полученная методом наименьших квадратов, для диода 32ДЛ-103

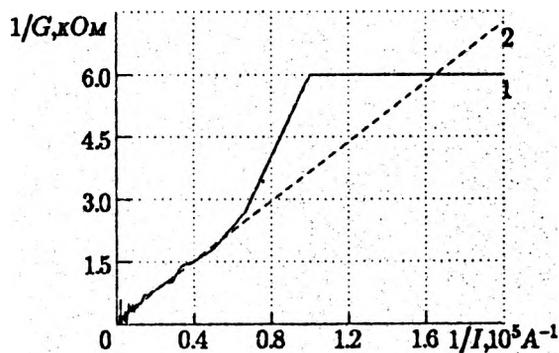


Рис.14. Зависимость $1/G(1/I)$ (формула(39)) (1) и прямая (2), полученная методом наименьших квадратов, для диода 32ДЛ-103

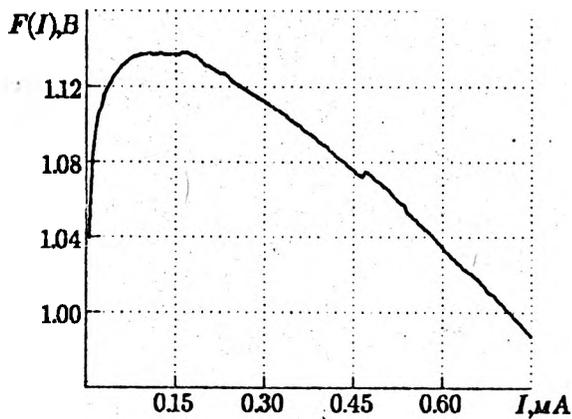


Рис.15. Функция $F(I)$ (формула(41)) для диода 32ДЛ-103: $R_0 = 0.4гОм$

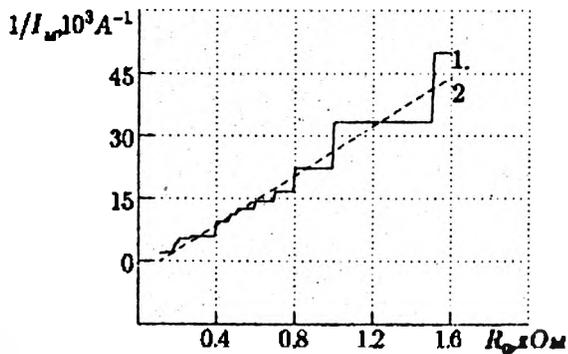


Рис.16. Зависимость $1/I_m(R_0)$ (формула(44)) (1) и прямая (2), полученная методом наименьших квадратов, для диода 32ДЛ-103

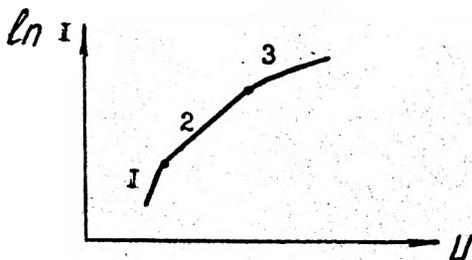


Рис.17. Общий вид вольт-амперной характеристики диода в масштабе $\ln I(U)$

Заключение

Следует отметить, что не известны методы, дающие возможность проверить правильность результатов определения последовательного сопротивления R_n и параметра неидеальности n . Однако сравнению экспериментальных данных может помочь исследование механизмов протекания тока. Если характеристика диода описывается формулой (15), то можно говорить о применимости метода Норде к полупроводниковым получающим структурам.

Многие авторы, использующие метод Норде, сходятся во мнении, что, используя этот метод, невозможно определить механизм протекания тока. Поэтому при исследовании любой полупроводниковой структуры для анализа применимости данного метода и его модификаций необходимо проанализировать вольт-амперную характеристику или зависимость $\ln I(U)$. Как показано в [7], построенная функция Норде будет иметь физический смысл, если график $\ln I(U)$ будет выглядеть подобно рис. 17. Область 1 - это интервал напряжений, в котором доминирующую роль играют шунтирующие токи, область 2 - экспоненциальный участок характеристики, область 3 - интервал напряжений, в котором линейность зависимости $\ln I(U)$ искажается в результате падения напряжения на последовательном сопротивлении.

Если вольт-амперная характеристика экспоненциальна, то возможно определение R_n и некоторого параметра B , который входит в формулу $j = j_0 \exp(BU)$. Только исследование зависимостей от температуры и других параметров дает результаты, по которым прямо или косвенно можно судить о доминирующем компоненте тока. Однако применимость метода Норде не страшает от ошибок определения параметров, связанных с изменением механизма протекания тока. К этим ошибкам могут прибавиться погрешности определения минимума, о которых упоминалось выше. Поэтому при проведении эксперимента следует оценить заранее точность

результатов.

Тем не менее, хотя этот метод или любую из его известных модификаций нельзя прямо применять для некоторых полупроводниковых получающих структур, сама идея формирования функции с минимумом в определенной области смещений представляет несомненный интерес. Если механизм протекания тока в структуре известен, то такую функцию не сложно сформировать.

Настоящая работа была частично поддержана Международной Соросовской Программой образования в области точных наук.

Литература

1. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов.-М.: Энергия, 1973.-656с.
2. Стриха В.И. Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник.- Киев: Наукова думка, 1974.-264с.
3. Родерик Э.Х. Контакты металл-полупроводник.-М.: Радио и связь, 1982. -208с.
4. Валиев К.А., Пашинцев Ю.И., Петров Г.В. Применение контакта металл-полупроводник в электронике.-М.: Радио и связь, 1981.-304с.
5. Кононенко В.К. Высота барьера и структура контакта металл-полупроводник. Минск, 1985 (Препринт/ Ин-т физики АН БССР:376). -38с.
6. Norde H. A modified forward $I - V$ plot for Schottky diodes with high series resistance // J.Appl.Phys. - 1979. - V.50, N^o7. - P.5052-5053.
7. Cibils R.M., Buitrago R.H. Forward $I - V$ plot for nonideal Schottky diodes with high series resistance // J.Appl.Phys.- 1985. -V.58, N^o2. -P.1075-1077.
8. Sato K., Yasumura Y. Study of forward $I - V$ plot for Schottky diodes with high series resistance // J.Appl.Phys.- 1985. -V.58, N^o9. -P.3655-3657.
9. Bohlin K.E. Generalized Norde plot including determination of the ideality factor // J.Appl.Phys.- 1986. -V.60, N^o3. -P.1223-1224.
10. Cheung S.K., Cheung N.W. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics // Appl. Phys. Lett. -1986.- V.49, N^o2. -P.85-87.
11. Werner J.H. Schottky barrier and pn-junction I/V plots- small signal evaluation // Appl.Phys.A.-1988.- V.47, N^o3.- P.291-300.
12. Schottky diode: Comments concerning the diode parameters determination from the forward $I - V$ plot /J.-C. Manificier, N. Brortryb, R. Ardebili, J.-P. Charles // J.Appl.Phys.-1988.-V.64, N^o5. -P.2502-2504.
13. Dixon R.W. Derivative measurements of light - current - voltage

- characteristics of $(Al, Ga)As$ double-heterostructure lasers // Bell Syst. Tech. J.-1976. -V.55, N⁷. - P.973-980.
14. Barnes P.A., T.L.Paoli Derivative measurements of the current - voltage characteristics of double-heterostructure injection lasers // IEEE J.Quantum Electron. -1976. -V.QE-12, N¹⁰. - P.633-639.
15. Пуоин И.Б., Шейнман М.К., Шерварлы Г.К. Определение важнейших параметров непрерывных инжекционных гетеролазеров по анализу их электрофизических характеристик // ЭТ. Сер.11. Лазерная техника и оптоэлектроника.- 1991. - Вып.1. - С.3-16.
16. Особенности ватт-амперных характеристик гетеролазеров с полосковым контактом/ А.И.Бойкачев, В.П.Грибовский, В.К.Копоненко и др. // Квантовая электроника. -1979. -Т.6, N⁵. -С.972-978.
17. Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пак Г.Т. Свойства планарных полосковых гетеролазеров. II. Анализу электрических характеристик // Квантовая электроника. -1980. -Т.7, N⁸. -С.1670-1676.
18. Исследование планарных полосковых гетеролазеров на основе $AlGaAs - GaAs$ / П.Г.Елисеев, О.Г.Охотников, Г.Т.Пак, Ву Ван Лых // Труды ФИАН.-1983.- Г.141. Инжекционные лазеры. -С.89-117.
19. McLean A.B. Limitations to the Norde $I - V$ plot // Semicond. Sci.Technol. - 1986. - V.1, N³. -P.177-179.
20. A self consistent approach to IV - measurements on rectifying metal - semiconductor contacts/D.Donoval, J.de Sousa Pires, P.A.Tove, R.Harman // Solid-State Electron.- 1989. -V.32, N¹¹. - P.961-964.
21. Lien C.-D., So F.C.T., Nicolet M.-A. An improved forward $I-V$ method for nonideal Schottky diodes with high series resistance // IEEE Trans. Electron Dev. 1984. - V. ED-31, N¹⁰. -P.1502-1503.
22. Brutscher N., Hoheisel M. Schottky diodes with high series resistance: a simple method of determining the barrier heights // Solid-State Electron. -1988.- V.31, N¹. -P.87-89.
23. Schottky rectifiers on silicon using high barriers/L.Stolt, K.Bohlin, P.A.Tove, H.Norde // Solid-State Electron.-1983. -V.26, N⁴. -P.295-297.