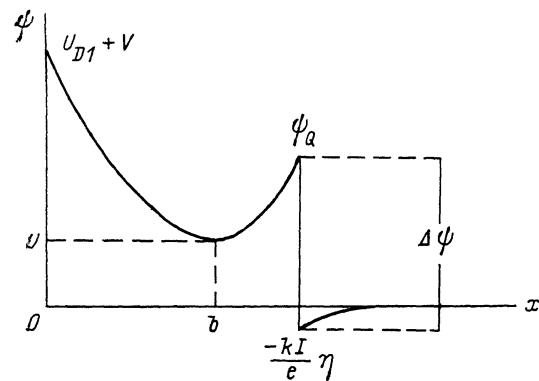


ТЕОРИЯ «МОТТОВСКОГО» ПЛАТО НА ВОЛЬТ-ФАРАДНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ ДИОДА ШОТТКИ С ГЕТЕРОПЕРЕХОДОМ

Бычковский Д. Н., Константинов О. В., Панахов М. М.

Теоретически рассмотрено распределение потенциала в структуре типа полевого транзистора Шоттки, у которого область, прилегающая к затвору, образована широкозонным полупроводником. Когда эта область истощается за счет подачи внешнего смещения, то емкость структуры остается постоянной (моттовское плато). Дается детальная теория режима перехода к истощению и показано, что истощение происходит весьма медленно с ростом запирающего смещения.

Введение. Емкость структуры металл—широкозонный полупроводник—узкозонный полупроводник с резким изотипным гетеропереходом теоретически рассматривалась в работах [1, 2]. Вольт-фарадная характеристика (ВФХ) такой структуры сильно отличается от ВФХ диода Шоттки. При этом общий вид ВФХ значительно изменяется для различных вариантов структуры. Наиболее сложное поведение ВФХ реализуется в том случае, когда в отсутствие внешнего смещения внутри широкозонного слоя имеется квазинейтральная проводящая область, а при подаче обратного смещения она опустошена, как это происходит в нормально открытом полевом транзисторе при запирании прово-



дующего канала. Наиболее сложное поведение ВФХ реализуется в том случае, когда в отсутствие внешнего смещения внутри широкозонного слоя имеется квазинейтральная проводящая область, а при подаче обратного смещения она опустошена, как это происходит в нормально открытом полевом транзисторе при запирании прово-

Рис. 1. Распределение потенциала электрона в гетероструктуре.

Гетерограница располагается при $x=a$, металлический контакт при $x=0$, разрыв в зоне проводимости равен $\Delta\psi$.

дующего канала. Распределение потенциала электрона в такой структуре изображено на рис. 1. На ВФХ такой структуры существует четыре характерных участка (рис. 2). Первый участок (а) располагается при наиболее низких значениях обратного смещения, когда в широкозонном слое имеется квазинейтральная область, занимающая заметную его долю. Этот участок зависимости C^2-V есть обычная прямая, которая была бы у безграничной широкозонной подложки. Наклон прямой тем больше, чем меньше концентрация носителей в широкозонном слое.

С увеличением обратного смещения происходит истощение широкозонной области, т. е. постепенное исчезновение проводящего квазинейтрального слоя. При этом средняя концентрация носителей становится меньше и наклон возрастает, чему и соответствует второй участок ВФХ (б). При дальнейшем росте обратного смещения носители в широкозонном слое полностью исчезают, и весь этот слой оказывается подобным диэлектрической прокладке. Этот участок (в) характеризуется постоянным значением емкости, не зависящим от смещения. В работе [2] он был назван «моттовским плато» (по аналогии с диодом Мотта [3]). На всем участке плато в узкозонной подложке нет обедненной

области, а, напротив, вблизи гетероперехода существует обогащенный носителями дебаевский слой. При некотором критическом обратном смещении этот обогащенный слой сменяется на обедненный, и при дальнейшем увеличении обратного смещения происходит расширение области пространственного заряда в узкозонную подложку. Этому соответствует прямолинейный участок (з) ВФХ.

В работе [1] экспериментально показана ВФХ, у которой наклон увеличивается с ростом запирающего напряжения, после чего происходит переход на плато. Участок с растущим наклоном авторы трактовали не как переход на моттовское плато, а как ВФХ, соответствующую ОПЗ в узкозонном мате-

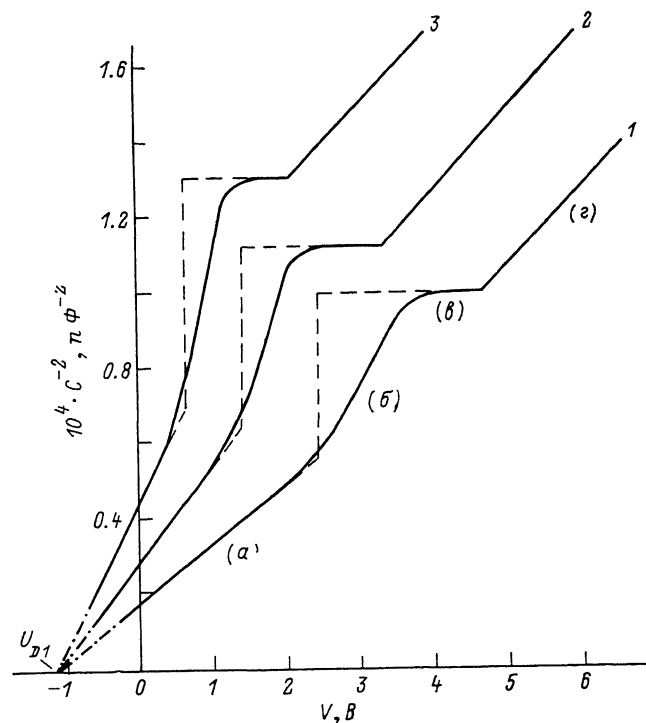


Рис. 2. Вольт-фарядные характеристики диода Шоттки с широкозонной областью толщиной под контактом для системы $Al_xGa_{1-x}As$ на GaAs.

Разрыв в зоне проводимости $\Delta E_c = 0.21$ эВ, концентрация мелких доноров в узкозонной подложке $N_2 = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Кривые 1, 2, 3 соответствуют $a = 0.34$ мкм и концентрации доноров в широкозонном слое $N_1 = 5.31 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $a = 0.36$ мкм и $N_1 = 3.38 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $a = 0.39$ мкм и $N_1 = 2.16 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Диэлектрические проницаемости $\epsilon_1 = 9.8$, $\epsilon_2 = 11.5$; температура $T = 300$ К. Площадь структуры $S = 0.5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. Сплошные кривые — расчет по формуле (51), штриховые — по упрощенной теории работы [2].

риале. В работе [2] участок (б) считался ошибочно предельно узким (с шириной порядка теплового напряжения). В результате ВФХ, рассчитанные в [2], имели вид ступеней, изображенных на рис. 2 пунктирной линией. В настоящей работе предлагается более последовательная теория, которая дает ВФХ, изображенные на рис. 2 сплошной линией. Видно, что скачок исчезает и возникает участок (б) плавного выхода на плато. Ширина этого участка по шкале напряжений занимает примерно такой же интервал, что и оставшийся участок плато. Таким образом, теория нового эффекта возникновения моттовского плато на ВФХ $m-s$ -гетероструктуры, предсказанного в [2], в настоящей работе существенно уточняется. Эта теория может быть использована в расчетах широкого класса полупроводниковых транзисторов, таких как НЕМТ и даже обычный полевой транзистор Шоттки.

1. Уравнение Пуассона и граничные условия

В рассматриваемой варизонной структуре состав твердого раствора и уровень легирования мелкими донорами являются функциями переменной x вдоль нормали к структуре, которые здесь будут предполагаться заданными. Ди-

электрическая проницаемость полупроводника также будет зависеть от x . Тогда уравнение Пуассона для электростатического потенциала $\varphi(x)$ запишется в виде

$$\frac{d}{dx} \left[\varepsilon(x) \frac{d\varphi}{dx} \right] = -4\pi e [N_D(x) - n(x)]. \quad (1)$$

Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(x)$ и концентрация мелких доноров $N_D(x)$ в толще узкозонной области принимают постоянные значения

$$\varepsilon(x)|_{x \rightarrow \infty} = \varepsilon_2, \quad N_D(x)|_{x \rightarrow \infty} = N_2. \quad (2)$$

В случае резкой гетероструктуры эти значения реализуются во всей узкозонной области справа от гетероперехода ($x > a$), а в широкозонной области ($x < a$) они также будут постоянными и примут значения

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_1, \quad N_D(x) = N_1. \quad (3)$$

Концентрация электронов (которые мы считаем невырожденными) описывается бoльцмановской формулой

$$n(x) = N_c(x) \exp [e(\mu - U_c(x))/kT]. \quad (4)$$

Потенциал электронов

$$U_c(x) = -\varphi(x) + E_c(x) \quad (5)$$

содержит технологическую функцию дна зоны проводимости $E_c(x)$, которая задается распределением твердого раствора в варизонной структуре. Эта функция и плотность состояний $N_c(x)$ в толще узкозонной области также принимают постоянные значения

$$E_c(x)|_{x \rightarrow \infty} = E_2 = 0, \quad N_c(x) = N_{c2}. \quad (6)$$

Мы выбираем за начало отсчета энергии положение дна зоны проводимости в узкозонной подложке ($E_2 = 0$). Тогда из условий ее нейтральности следует, что

$$\varphi(x)|_{x \rightarrow \infty} = 0. \quad (7)$$

Кроме того, из условия нейтральности получается обычное выражение для квазиуровня Ферми

$$\mu = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_2}{N_{c2}} \right). \quad (8)$$

Квазиуровень Ферми мы предполагаем постоянным во всей структуре и равным его значению в узкозонной области. Что же касается квазиуровня Ферми μ_s электронов металлического контакта (и электронов поверхностных состояний полупроводника), то он отличается от квазиуровня Ферми μ на величину приложенного смещения V :

$$\mu_s = \mu + V. \quad (9)$$

Мы будем считать $V > 0$ для запорного направления смещения, приложенного к $m-s$ -структуре.

Значение потенциала электронов $U_c(0)$ в полупроводнике в непосредственной близости от поверхности мы предполагаем привязанным к квазиуровню Ферми электронов металла и поверхностных состояний μ_s :

$$U_c(0) = \mu_s + \Phi_{B1}, \quad (10)$$

где Φ_{B1} — высота потенциального барьера контакта металл—полупроводник со стороны металла. Равенство (10) является вторым граничным условием для электростатического потенциала $\varphi(x)$, тогда как первое граничное условие (7) — это обращение электростатического потенциала в нуль в узкозонной толще.

Запишем граничное условие (10) для $\varphi(0)$ в явном виде, подставив в него (9) и (9):

$$\varphi(0) = E_c(0) - \Phi_{B1} - V - \mu. \quad (11)$$

Здесь $E_c(0)$ — положение дна зоны проводимости на поверхности полупроводниковой структуры. В случае резкого гетероперехода

$$E_c(x) = \begin{cases} E_c(0) = \Delta E_c, & (0 < x < a), \\ 0, & (x > a). \end{cases} \quad (12)$$

В этом случае уравнения Пуассона для двух областей ($x < a$) и ($x > a$) примут следующий вид:

$$\epsilon_1 \frac{d^2\varphi}{dx^2} = -4\pi e \{N_1 - N_{c1} \exp[e(\mu + \varphi - \Delta E_c)/kT]\}, \quad (13)$$

$$\epsilon_2 \frac{d^2\varphi}{dx^2} = -4\pi e [1 - \exp(e\varphi/kT)]. \quad (14)$$

Потенциал φ и индукция $\epsilon d\varphi/dx$ непрерывны на границе $x=a$. Удобно ввести вместо непрерывного потенциала φ разрывный потенциал ψ так, чтобы правая часть (13) приняла ту же форму, что и правая часть (14). Предварительно введем для этого хипотенциал μ_1 безграничного широкозонного полупроводника:

$$N_{c1} = N_1 \exp(-e\mu_1/kT). \quad (15)$$

Сопоставляя правые части (13) и (14) и учитывая (15), приходим к выражению для потенциала ψ

$$\psi(x) = \begin{cases} \mu_1 - \mu - \varphi + \Delta E_c, & (x < a), \\ -\varphi, & (x > a). \end{cases} \quad (16)$$

Тогда уравнения Пуассона для ψ примут вид

$$\epsilon_1 \frac{d^2\psi}{dx^2} = 4\pi e N_1 [1 - \exp(-e\psi/kT)], \quad (17)$$

$$\epsilon_2 \frac{d^2\psi}{dx^2} = 4\pi e N_2 [1 - \exp(-e\psi/kT)]. \quad (17a)$$

Граничные условия к ним вытекают из граничных условий для потенциала $\varphi(7)$ и (11) и определения (16) связи между ψ и φ :

$$\psi(0) = U_{D1} + V, \quad U_{D1} = \Phi_{B1} + \mu_1, \quad \psi(x)|_{x \rightarrow \infty} = 0. \quad (18)$$

Величина U_{D1} — диффузионный барьер контакта металл—полупроводник со стороны безграничного широкозонного полупроводника.

К граничным условиям (19) и (20) следует добавить условие разрыва ψ на гетеропереходе и условие непрерывности индукции. Условие разрыва ψ вытекает из условия непрерывности φ и из определения (16):

$$\psi(a - \delta)|_{\delta \rightarrow 0} = \psi(a + \delta)|_{\delta \rightarrow 0} + \Delta E_c + \mu_1 - \mu, \quad \epsilon_1 \frac{d\psi}{dx} \Big|_{x=a-\delta} = \epsilon_2 \frac{d\psi}{dx} \Big|_{x=a+\delta}. \quad (19)$$

Согласно (19), скачок потенциала ψ содержит не только разрыв зоны проводимости на гетеропереходе, но и вклад, связанный со скачком потенциала легирующей примеси,

$$\Delta\psi = \Delta E_c + \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_1 N_{c2}}{N_2 N_{c1}} \right). \quad (20)$$

Последний вклад добавляет положительное слагаемое, когда широкозонная область легирована сильнее узкозонной ($N_1 N_{c2} > N_2 N_{c1}$).

2.1. *Первый интеграл.* В случае резкого гетероперехода коэффициенты уравнений (17) и (18) не зависят от координаты явно, что позволяет понизить порядок уравнения. Следует умножить уравнения (17) и (18) на $d\psi/dx$ и привести их к виду

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{d\psi}{dx} \right]^2 = \frac{8\pi e N}{\epsilon} \frac{d}{dx} \left[\psi + \frac{kT}{e} \exp\left(-\frac{e\psi}{kT}\right) - D \right]. \quad (21)$$

Величины N и ϵ примут значения N_1 и ϵ_1 для (17) и N_2 и ϵ_2 для (18). Постоянная интегрирования D в правой части (21) также будет иметь разный вид для этих двух случаев. Для области (1) при $x < a$ интегрирование (21) производится по-разному (в зависимости от значения обратного смещения). Когда смещение не слишком велико, то зависимость потенциала ψ от координаты x немонотонна, как это видно из рис. 1. Кривая $\psi(x)$ имеет минимум в некоторой точке $x = -b$ ($0 < b < a$):

$$\psi(b) = U, \quad \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=b} = 0. \quad (22)$$

В этом случае

$$D = U + \frac{kT}{e} \exp\left(-\frac{eU}{kT}\right), \quad (23)$$

$$\frac{d\psi}{dx} = \mp \left(\frac{8\pi N_1 kT}{\epsilon_1} \right)^{1/2} \sqrt{y - \gamma(1 - e^{-y})} \quad (x < a), \quad (24)$$

верхний знак соответствует области $x < b$, нижний — области $x > b$. В (24) введены безразмерные величины

$$y = \frac{e(\psi - U)}{kT}, \quad \gamma = \exp(-u), \quad u = \frac{eU}{kT}. \quad (25)$$

Для узкозонной области

$$\frac{d\psi}{dx} = \left(\frac{8\pi N_2 kT}{\epsilon_2} \right)^{1/2} \sqrt{\tilde{y} - (1 - e^{-\tilde{y}})}, \quad D = \frac{kT}{e}, \quad \tilde{y} = \frac{e\psi}{kT}. \quad (26)$$

Итак, первый интеграл уравнения Пуассона вычисляется точно, причем решение содержит одну неизвестную величину — значение U (или u) потенциала в минимуме.

2.2. *Состыковка первых интегралов на гетеропереходе.* Как уже упоминалось выше, при $x = a$ непрерывна индукция. Используя (24) и (26), запишем условие непрерывности функции:

$$\epsilon_1 N_1 [y_a - \gamma(1 - e^{-y_a})] = \epsilon_2 N_2 [\tilde{y}_a - (1 - e^{-\tilde{y}_a})], \quad (27)$$

где $y_a \equiv y(a)$, $\tilde{y}_a \equiv \tilde{y}(a)$. В силу разрывности потенциала при $x = a$ имеем

$$u + y_a = \beta + \tilde{y}_a, \quad \beta = \frac{e\Delta\psi}{kT}. \quad (28)$$

Как видно из рис. 1, величина \tilde{y}_a (или ψ) при $x > a$ отрицательна. Поэтому обозначим

$$\tilde{y}_a = -\eta, \quad \eta = \beta - y_a - u. \quad (29)$$

Тогда соотношению (27) можно придать вид

$$\alpha = \frac{e^\eta - \eta - 1}{y_a - \gamma(1 - e^{-y_a})}, \quad \alpha \equiv \frac{\epsilon_1 N_1}{\epsilon_2 N_2}. \quad (30)$$

Параметр асимметрии легирования α следует считать заданным. При этом первое из равенств (30) совместно со вторым из равенств (29) дают трансцендентное уравнение, связывающее высоту пика y_a со значением потенциала в минимуме u . Это уравнение нетрудно решить численно, задаваясь значением u и подбирая

и y_a так, чтобы выражение (30) давало бы заданное значение параметра асимметрии α . На рис. 3 сплошными линиями изображены такие зависимости. Верхняя прямая соответствует предельно сильно легированной узкозонной области, когда $N_2 \gg N_1$. При этом

$$\alpha = 0, \quad \eta = 0, \quad y_a = \beta - u. \quad (31)$$

Величина разрыва потенциала ψ принята равной 0.21 эВ, так что при $x=a$ имеем безразмерный разрыв на барьере $\beta = 8$.

Уравнение (30), связывающее y_a с u , крайне неудобно ввиду громоздкости, хотя зависимости семейства кривых 1—4, изображенного на рис. 3, несложны. Поэтому можно построить сравнительно простое аппроксимирующее выражение

$$y_a = \gamma + [\sqrt{\beta - u - \gamma + \alpha^*} - \sqrt{\alpha^*}]^2, \quad (32)$$

где

$$\alpha^* = \alpha \exp [-(3\alpha)^{1/3}] \quad (33)$$

— эффективный параметр асимметрии легирования. На рис. 3 зависимости (32) построены штриховыми линиями 2'—4'. Заметное расхождение начинается лишь при очень сильном легировании широкозонной области, когда $\alpha > 300$ ($\alpha^* > 6.1$). При этом, однако, величина пика становится меньше теплового напряжения, так что эта область представляет малый интерес.

2.3. Решение в форме квадратуры. Завершающее интегрирование уравнения Пуассона требуется по существу лишь в широкозонном слое,

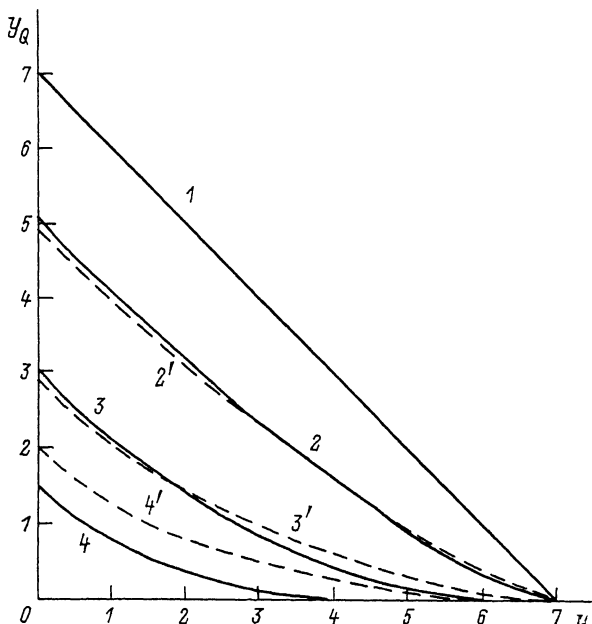


Рис. 3. Зависимость высоты потенциального пика на гетеропереходе от высоты минимума потенциала электронов в широкозонной области.

Потенциалы задаются в единицах теплового напряжения. Величина разрыва в зоне проводимости на гетеропереходе $\beta = 8$ ($\Delta E_c = 0.21$ эВ).

поскольку граничные условия с узкозонной подложкой уже учтены. Основная цель последнего интегрирования — это уже не столько определение явного вида пространственного распределения потенциала, сколько получение связи между минимумом потенциала U и внешним смещением V . Для этого воспользуемся первым интегралом (24) для безразмерного потенциала $y = e(\psi - U)/kT$. Кроме того, введем безразмерные длины

$$t = \kappa_1 x, \quad A = \kappa_1 a, \quad B = \kappa_1 b, \quad \kappa_1^2 = 4\pi N_1 e^2 / \epsilon_1 kT. \quad (34)$$

Здесь κ_1^{-1} — дебаевская длина экранирования.

Тогда уравнение (24) примет вид

$$\frac{dy}{dt} = -\sqrt{f(y)}, \quad f(y) = 2[y - \gamma(1 - e^{-y})]. \quad (35)$$

Верхний знак соответствует области $t < B$, нижний — области $t > B$. Интегрируя (35), получаем распределение потенциала в форме обратной функции, т. е. зависимости t от y :

$$t = \begin{cases} \int_y^{y_0} \frac{dz}{\sqrt{f(z)}}, & t \leq B, \\ A - \int_y^{y_a} \frac{dz}{\sqrt{f(z)}}, & B \leq t < A, \end{cases} \quad (36)$$

где

$$y_0 = u_D + v - u, \quad u_D = eU_D/kT, \quad v = eV/kT, \quad (37)$$

y_0 — значение безразмерного потенциала на границе, которое получается из (19) и (25). Значение потенциала на пичке (y_a) дается уравнением (30) или (32). Точка $t=B$ — положение минимума, где $y=0$.

Полагая в (36) $t=B$, находим, что

$$A = \int_0^{y_0} \frac{dz}{\sqrt{f(z)}} + \int_0^{y_a} \frac{dz}{\sqrt{f(z)}}. \quad (38)$$

Это и есть уравнение связи между потенциалом в минимуме $\psi(b)=U$ и потенциалом границы $\psi(0)=U_{D1}+V$. Правая часть (38) может быть выражена в виде суммы $x_\gamma(y_a) + x_\gamma(y_0)$, где

$$x_\gamma(y) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^y \frac{dz}{\sqrt{z - \gamma(1 - e^{-z})}}. \quad (39)$$

Интеграл в правой части несложно преобразовать тождественно, прибавив и отняв в числителе подынтегрального выражения γe^{-z} . Тогда $1 - \gamma e^{-z}$ дает производную от подынтегрального выражения, и

$$x_\gamma(y) = \sqrt{2} [y - \gamma(1 - e^{-y})] + \frac{\gamma}{\sqrt{2}} \int_0^y \frac{e^{-z} dz}{\sqrt{z - \gamma(1 - e^{-z})}}, \quad (40)$$

при $y \geq 2$ верхний предел в интеграле (40) можно считать бесконечным из-за наличия $\exp(-z)$. Кроме того, можно пренебречь $\exp(-y)$ во внеинтегральном члене. Тогда (38) примет вид

$$A = \sqrt{2}(y_0 - \gamma) + \sqrt{2}(y_0 - \gamma) + G(\gamma), \quad (41)$$

где

$$G(\gamma) = \sqrt{2} \gamma \int_0^\infty \frac{e^{-z} dz}{\sqrt{z - \gamma(1 - e^{-z})}}. \quad (42)$$

Правая часть (41) приобретает теперь ясный физический смысл. Первое и второе слагаемые описывают толщины истощенных областей, прилегающих соответственно к металлу и гетеропереходу. Третье слагаемое $G(\gamma)$ описывает толщину квазинейтрального слоя, если считать, что концентрация свободных электронов в этом слое равна концентрации доноров N_1 . Произведение $N_1 G(\gamma)$ является концентрацией носителей в широкозонной области на единицу площади.

Перепишем (41), подставив в него определение (37) величины и аппроксимацию (32) для y_a :

$$A = \sqrt{2}(u_D + v - u - \gamma) + \sqrt{2}(\beta - u - \gamma + \alpha^*) - \sqrt{2\alpha^*} + G(\gamma). \quad (43)$$

Интеграл (42), которым определяется функция $G(\gamma)$, может быть вычислен численно. Мы получили, однако, приближенное выражение для $G(\gamma)$, значительно облегчающее ее анализ и расчет:

$$G(\gamma) = 2\gamma \left\{ 0.1971 + 0.0653\gamma + \right.$$

$$+ \sqrt{\frac{\lambda}{1-\gamma}} \left[(1 + 0.77\lambda) \ln \left(\frac{1 + \lambda + \sqrt{1 + 2\lambda}}{\lambda} \right) - 0.77 \sqrt{1 + 2\lambda} \right], \quad (44)$$

где

$$\lambda = \frac{1-\gamma}{0.88\gamma}.$$

Погрешность этой формулы менее процента. Способ ее построения изложен в *Приложении*. Из (44) непосредственно можно усмотреть, что толщина квазинейтральной области логарифмически расходится при стремлении минимума потенциала к нулю ($u \rightarrow 0$, $\gamma \rightarrow 1$). В этом пределе формула (44) упрощается:

$$G(\gamma) = 0.333 + 0.938 \ln \left(\frac{1}{u} \right). \quad (45)$$

Другой важный предел — это случай, когда широкозонная область истощена. При этом $\gamma \rightarrow 0$, $\lambda \rightarrow \infty$, что соответствует малой высоте пика над минимумом. Тогда

$$G(\gamma) \approx \sqrt{2\pi} \gamma. \quad (46)$$

Отметим, что при этом $y_a < 1$, $e^{-y_a} \approx 1$ и отбрасывание экспоненты в (41) неоправдано. Однако в этом случае $\gamma \rightarrow 0$, так что все это не имеет значения.

3. Е м к о с т ь с т р у к т у р ы

Мы используем обычное определение емкости C как производной от заряда Q металлического электрода по внешнему напряжению V :

$$Q = \frac{\epsilon_1 E(0) S}{4\pi}, \quad C = \frac{\partial Q}{\partial V} = \frac{\epsilon_1 S e}{4\pi k T} \frac{\partial E(0)}{\partial v}, \quad (47)$$

где $E(0)$ — поле на контакте с металлом, S — площадь структуры, v — безразмерное внешнее смещение. Подставив $E(0)$, согласно (24), получим

$$C = \frac{\epsilon_1 S}{4\pi W}, \quad \frac{1}{W} = \sqrt{\frac{x_1^2}{2(y_0 - \gamma)}} \left(\frac{dy_0}{dv} - \frac{d\gamma}{dv} \right). \quad (48)$$

Найдем производные dy_0/dv и $d\gamma/dv$ из формул (25) и (37):

$$\frac{1}{W} = \frac{x_1}{w}, \quad \frac{1}{w} = \frac{1}{\sqrt{2}(y_0 - \gamma)} \left[1 - (1 - \gamma) \frac{du}{dv} \right]. \quad (49)$$

Дифференцируя (41) по v и учитывая (32), нетрудно получить, что

$$(1 - \gamma) \frac{du}{dv} = \left[\frac{1}{\sqrt{2}(u_D + v - u - \gamma)} + \frac{1}{\sqrt{2}(\beta - u - \gamma + \alpha^*)} + \frac{P}{1 - \gamma} \right]^{-1}, \quad (50)$$

где

$$P = - \frac{\partial G}{\partial u} > 0.$$

Подставляя (50) в (49), получим, что

$$w = \sqrt{2}(u_D + v - u - \gamma) + \frac{(1 - \gamma) \sqrt{2}(\beta - u - \gamma + \alpha^*)}{(1 - \gamma) + P \sqrt{2}(\beta - u - \gamma + \alpha^*)}. \quad (51)$$

При малой высоте потенциала минимума, когда $\gamma \approx 1$, $u \ll 1$, $P \gg 1$, второе слагаемое стремится к нулю, а первое соответствует обычной емкости истощенного слоя, прилегающего к металлическому контакту.

При большой высоте потенциала минимума, когда $\gamma \ll 1$, $u > 1$, $P \sim \gamma \ll 1$, получим, что

$$w = \sqrt{2}(u_D + v - u - \gamma) + \sqrt{2}(\beta - u - \gamma + \alpha^*). \quad (52)$$

Согласно определению (43), эта сумма не зависит от смещения, поскольку $G(\gamma) \sim \gamma \ll 1$. Формула (52) описывает моттовское плато вольт-фарадной ха-

рактически. Значение напряжения, при котором начинается выход ВФХ на плато [участок (б) на рис. 2], можно рассчитать по следующей формуле:

$$V_J = U_{D1} - \Delta E_c - 2\pi e N_1 a^2 / \epsilon_1 + 2\sqrt{(2\pi e N_1 a^2 / \epsilon_1)(\Delta E_c - \mu + \mu_1)}. \quad (53)$$

Смещение, при котором начинается истощение узкозонной области, что отражается на ВФХ структуры переходом плато [участок (е) на рис. 2] в прямую [участок (з) на рис. 2], дается следующей формулой:

$$V_m = \Phi_{D1} + \mu - \Delta E_c - \frac{2\pi e a^2 N_1}{\epsilon_1}. \quad (54)$$

Приложение

Приближенный метод вычисления интеграла концентрации. Цель этого параграфа — изложение способа вычисления интеграла (42). Его применение

Сравнение значений точных и приближенных значений интегралов

γ	$K_0(\gamma)$	$\bar{K}_0(\gamma)$	$K_1(\gamma)$	$\bar{K}_1(\gamma)$
0	1.0571	1.0497	0.1971	0.1971
0.5	1.4205	1.4184	0.2270	0.2298
0.67	1.6829	1.6792	0.2411	0.2409
0.82	2.1030	2.1040	0.2561	0.2506
0.99	4.6244	4.7555	0.2779	0.2617

ние приводит к формуле (44) для функции $G(\gamma)$, которая, как уже указывалось выше, пропорциональна полному числу носителей на единицу площади широкозонного слоя. Запишем (42) в виде

$$G(\gamma) = 2\gamma K(\gamma), \quad K(\gamma) = K_0(\gamma) + K_1(\gamma), \quad (П. 1)$$

где

$$K_0(\gamma) = \int_0^1 \frac{e^{-y} dy}{\sqrt{f(y)}}, \quad K_1(\gamma) = \int_1^\infty \frac{e^{-y}}{\sqrt{f(y)}} dy, \quad (П. 2)$$

здесь $f(y)$ дается формулой (35). Величина $K(\gamma)$ приближенно описывается выражением внутри фигурных скобок в правой части (44). Прежде всего укажем, что слагаемое $K_1(\gamma)$ является плавной функцией параметра γ . Путем численного расчета можно убедиться, что $K_1(\gamma)$ с погрешностью менее процента аппроксимируется линейной функцией γ :

$$K_1(\gamma) = 0.1971 + 0.0653\gamma. \quad (П. 3)$$

Этой формуле соответствуют два первых слагаемых в фигурных скобках в (44). Построение приближенного выражения для $K_0(\gamma)$ оказывается более сложным ввиду сингулярности этой функции при $\gamma \rightarrow 0$. Предлагаемый приближенный метод основан на линейной интерполяции экспоненты в числителе и квадратичной интерполяции функции f в знаменателе формулы (П. 2):

$$e^{-y} \approx 1 - sy, \quad (П. 4)$$

$$f(y) \approx 2[(1 - \gamma)y + R\gamma y^2]. \quad (П. 5)$$

Использование этих интерполяций позволит аналитически вычислять интеграл (П. 2), который оказывается функцией γ и параметров интерполяции s и R . Сравнивая эти выражения с результатами непосредственного численного расчета интеграла (П. 2), можно прийти к заключению, что оптимальный выбор параметров s и R дается следующей их комбинацией:

$$s = 0.77, \quad 2R = 0.88. \quad (П. 6)$$

Это и приводит к выражению в квадратных скобках в правой части формулы (44). В таблице для сравнения приведены значения $K_0(\gamma)$ и $K_1(\gamma)$, полученные путем численного интегрирования по формулам (П. 2) и с использованием формулы (44), дающей их приближенные значения $\tilde{K}_0(\gamma)$ и $\tilde{K}_1(\gamma)$.

Список литературы

- [1] Lee S. Ch., Pearson G. L. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1980. V. ED-27. N 4. P. 844—850.
- [2] Константинов О. В., Львова Т. В., Панахов М. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1283—1290.
- [3] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 23.11.1990
Принята к печати 5.12.1990

