при этом результирующий ток равен нулю):

$$I_2 = I_1(0) = \frac{1}{4} n v_0 e \mathrm{e}^{-\frac{eV_{\text{к}}}{kT}}. \tag{8.35}$$

Таким образом, результирующий ток

$$I = I_2 - I_1 = \frac{1}{4} e n v_0 \mathrm{e}^{-\frac{eV_{\text{к}}}{kT}} \left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{eV}{kT}}\right). \tag{8.36}$$

Итак, отличие вольтамперной характеристики тонкого запорного слоя заключается в следующем:

1) ток насыщения в этом случае

$$I_s = \frac{1}{4} e n v_0 \mathrm{e}^{\frac{-eV_{\text{к}}}{kT}} \tag{8.37}$$

не зависит от приложенного напряжения, в то время как в толстом запорном слое он растет для запорного направления и падает для пропускного;

2) ток насыщения в тонком запорном слое больше во столько раз, во сколько тепловая скорость v_0 носителей больше их скорости дрейфа $v_{\text{д}}$.

Обе эти особенности являются достоинствами тонкого запорного слоя. Недостатком его является тот факт, что он не выдерживает высоких обратных напряжений из-за электростатической ионизации. Соотношение, характеризующее тонкий запорный слой, соблюдается в германиевых детекторах; при концентрации примесей порядка 10^{19} толщина запорного слоя падает до 10^{-7}. В то же время подвижность носителей в германии велика, при комнатной температуре $u \approx 10^3$ *см²/в·сек*, и соответственно велика длина свободного пробега; таким образом, в данном случае мы имеем дело с ситуацией, обратной селеновым выпрямителям *).

8.5. ТЕОРИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ЗАПОРНОГО СЛОЯ (ТЕОРИЯ ИСТОЩЕНИЯ ШОТТКИ)

Физический запорный слой в равновесии мы рассмотрели в начале этой главы; как видно из (8.7), его толщина и заряд пропорциональны корню из приложенного к нему

---

*) В действительности в данном случае длина свободного пробега не намного больше, а одного порядка с толщиной запорного слоя, и изложенную ниже теорию можно применять с некоторой натяжкой.

напряжения — в этом заключается его основное отличие от химического запорного слоя *). Согласно (8.7) при $l \gg d$

$$U = V_{\text{к}} \pm V = \frac{2\pi n e l^2}{\varkappa}, \tag{8.38}$$

где U — суммарная разность потенциалов на запорном слое.

Напряженность поля в физическом запорном слое также непостоянна, а растет линейно и достигает максимального значения на границе с металлом:

$$E(0) = \frac{4\pi n e l}{\varkappa} = \left[\frac{8\pi n e (V_{\text{к}} \pm V)}{\varkappa}\right]^{1/2}. \tag{8.39}$$

Если концентрация примесей очень велика $l \ll \lambda$ (где λ — длина свободного пробега), то опять следует пользоваться диодной теорией Бете и будут применимы изложенные выше результаты (так как ток не зависит при этих условиях от толщины слоя). В противоположном случае, когда $l \gg \lambda$, выводы оказываются существенно иными. Будем исходить, как и при анализе работы химического запорного слоя, из диффузионного уравнения

$$I = euE(x) - eD\frac{dn}{dx} = eD\left[\frac{en(x)}{kT}\frac{dU}{dx} - \frac{dn}{dx}\right]. \tag{8.40}$$

Умножая и левую и правую часть (8.40) на $e^{\frac{-eU}{kT}}$, получаем

$$Ie^{-\frac{eU}{kT}} = eD\left[\frac{en(x)}{kT}\frac{dU}{dx}e^{-\frac{eU}{kT}} - \right.$$

$$\left. - \frac{dn}{dx}e^{-\frac{eU}{kT}}\right] = eD\frac{d}{dx}\left[n(x)\,e^{-\frac{eU}{kT}}\right]. \tag{8.41}$$

Интегрируя и левую и правую часть уравнения (8.41), получаем

$$I\int_0^l e^{-\frac{eU}{kT}}dx = eD\left(A - ne^{-\frac{eU}{kT}}\right). \tag{8.42}$$

*) Второе отличие физического запорного слоя заключается в том, что в зависимости от приложенного напряжения меняется его заряд, это означает, что появляется дополнительная и динамическая, или, как ее называют, барьерная емкость $C_з = \frac{dV}{dQ}$.

При отсутствии внешнего напряжения $U = V_к$ и $I = 0$, откуда $A = n_0 e^{-eV_к/kT}$ *) и, наконец, при $U = V_к \pm V$ получаем выражение для тока

$$I = \frac{eDne^{-\frac{eV_к}{kT}}\left(1 - e^{-\frac{eV}{kT}}\right)}{\int\limits_0^l e^{-\frac{eU}{kT}}\,dx}. \tag{8.43}$$

В выражении для тока (8.43) только знаменатель зависит от формы барьера (оно применимо также и к химическому запорному слою), если в него подставить $U = [(V_к \pm V)/l]\,x$ и считать (как это мы делали раньше) $e(V_к \pm V) \gg kT$, то получим старое (8.21) выражение для вольтамперной характеристики. В рассматриваемом нами случае физического запорного слоя

$$U = \frac{(2lx - x^2)\,2\pi ne}{\varkappa} \tag{8.44}$$

и интеграл в (8.43) берется приближенно при $e(V_к \pm V) \gg kT$:

$$\int\limits_0^l e^{-\frac{eU}{kT}}\,dx \approx \frac{\varkappa kT}{4\pi ne^2 l}. \tag{8.45}$$ **)

Подставляя (8.45) в (8.43), получаем

$$I = \frac{eDne^{-\frac{eV_к}{kT}}\left(1 - e^{-\frac{eV}{kT}}\right)}{\frac{\varkappa kT}{4\pi ne^2 l}} = \sigma\,\frac{4\pi enl}{\varkappa}\,e^{-\frac{eV_к}{kT}}\left(1 - e^{-\frac{eV}{kT}}\right). \tag{8.46}$$

Подставив в (8.46) выражение для l из (8.38), получим

$$I = \sigma\left[\frac{(V_к \pm V)^{1/2}\,8\pi ne}{\varkappa}\right] e^{-\frac{eV_к}{kT}}\left(1 - e^{\pm\frac{eV}{kT}}\right). \tag{8.47}$$

Согласно (8.47) сопротивление запорного слоя при $V \to \infty$ будет

$$\rho^{-1} = \frac{I}{V} = \frac{\sigma e}{kT}\left(\frac{8\pi neU}{\varkappa}\right)^{1/2} e^{-\frac{eV_к}{kT}}. \tag{8.48}$$

---

*) n здесь так же, как и раньше, концентрация носителей в объеме полупроводника.

**) Интеграл (8.45) приводится к виду $\int\limits_0^{s_1} e^{-s}ds$ путем подстановки $s = (l - x)\,(2\pi ne^2)^{1/2}/(kT\varkappa)^{1/2}$.

С учетом (8.48) выражение (8.47) можно переписать в виде *)

$$I = \left(1 + \frac{V}{V_{\text{к}}}\right)^{1/2} \left(1 - e^{\pm \frac{eV}{kT}}\right) \frac{kT}{e\rho_0}. \qquad (8.49)$$

Согласно (8.48) дифференциальное сопротивление при больших обратных напряжениях

$$\rho = \frac{\partial V}{\partial I} = \left(1 + \frac{V}{V_{\text{к}}}\right)^{1/2} 2\rho_0 \frac{eV}{kT}. \qquad (8.50)$$

Как видно из (8.49), ρ растет с ростом напряжения, в то время как для химического запорного слоя сопротивление стремилось к постоянному значению; объясняется это различие тем, что с ростом напряжения растет толщина физического запорного слоя, что обусловливает дополнительный рост сопротивления.

8.6. ТЕОРИЯ *p-n* ПЕРЕХОДА

УРАВНЕНИЕ НЕПРЕРЫВНОСТИ

Основным уравнением для решения многих задач, касающихся движения электронов в полупроводнике, является уравнение непрерывности, которое выражает закон сохранения материи по отношению к потоку частиц, число которых в некотором объеме может меняться за счет разности входящего и выходящего потоков, а также за счет какихлибо реакций, происходящих в этом объеме. В случае электронов и дырок такими реакциями может быть их генерация и рекомбинация.

Для электронов это уравнение будет иметь следующий вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n - n_0}{\tau} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n + g'_n, \qquad (8.51)$$

где n_0 — равновесная для данной температуры концентрация носителей;

$\operatorname{div} j_n$ — разность входящего и выходящего из данного объема тока;

*) В этой главе все расчеты проводятся для 1 $см^2$ контакта; поэтому мы не делаем различия между током и плотностью тока ($I = j$).