Распределение потенциала и концентрации электронов в слое полупроводника между двумя одинаковыми металлическими электродами с обогащенными слоями схематически показано на рис. 6.10.

Таким образом, прилегающие к металлическим электродам слои полупроводника, толщина которых $\sim a$, могут «заливаться» носителями заряда. При этом концентрация носителей вблизи контактов, как показывает формула (8.4), не зависит от их концентрации в глубине полупроводника n_0, которая может быть как угодно мала (изолятор). Поэтому электропроводность слоистых (пленочных) структур металл — тонкий слой диэлектрика — металл (структура МДМ) может быть велика, даже если удельная электропроводность диэлектрика (в отсутствие контакта) ничтожно мала.

§ 9. Истощенный контактный слой

Рассмотрим теперь противоположный случай, когда приконтактный слой в полупроводнике обеднен основными носителями (запорный, или блокирующий, контакт). Мы ограничимся предельным случаем очень сильного обеднения, который особенно легко поддается расчету и в то же время часто встречается в практике.

Контакт металл—полупроводник. Положим, что к контакту приложено внешнее напряжение u, создающее обедненный слой. Если напряжение достаточно велико, то, следуя Шоттки, можно приближенно считать, что в некотором слое полупроводника толщиной d электронов нет вовсе («полностью истощенный слой»), так что объемный заряд обусловлен только заряженными донорами и акцепторами. В этом случае имеем $eu_k > 0$ (запорный слой), $\exp\frac{e(\varphi - u_k)}{kT} \ll 1$ и уравнение Пуассона (6.11) принимает простой вид:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi e n_0}{\varepsilon} = \text{const}. \tag{9.1}$$

Интегрируя это уравнение два раза и принимая во внимание граничные условия (при d, подлежащем определению):

$$x=0: \quad \varphi = 0; \; x = d: \quad \varphi = u + u_k, \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0, \tag{9.2}$$

мы получаем

$$-\frac{d\varphi}{dx} = \mathscr{E} = -\frac{4\pi e n_0}{\varepsilon}(d - x), \tag{9.3}$$

$$\varphi = u_k + u - \frac{2\pi e n_0}{\varepsilon}(d - x)^2. \tag{9.4}$$

Полагая в формуле (9.4) $\varphi = 0$, $x = 0$, находим толщину запорного слоя:

$$d = \sqrt{\frac{\varepsilon(u_k + u)}{2\pi e n_0}}. \tag{9.5}$$

Аналогично можно найти распределение электрического поля и потенциала в контакте двух полупроводников. При этом особый интерес представляет случай, когда один из полупроводников имеет проводимость p-типа, а другой — n-типа. Такие электронно-дырочные переходы, или, иначе, p—n-переходы, широко применяются в современной полупроводниковой электронике (см. гл. VII и VIII). Для получения истощенных слоев, очевидно, необходимо, чтобы к n-части перехода был приложен плюс источника, а к p-части — минус (рис. 6.11, *а*), или, при обратной полярности, $|u| < |u_k|$.

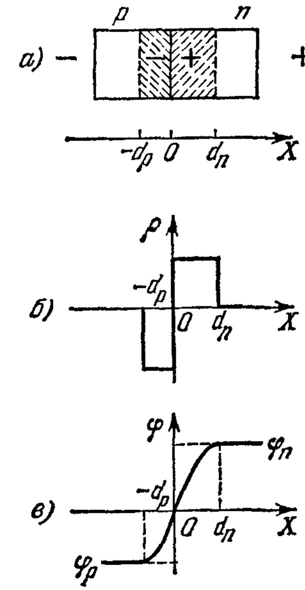

Рис. 6.11. Резкий p — n-переход при обратном смещении. Распределение объемного заряда ρ и потенциала φ.

Толщина запорных слоев d_p и d_n в обеих частях перехода и распределение потенциала в них зависят от закона распределения доноров и акцепторов. Мы рассмотрим два практически важных случая.

Резкий p—n-переход. Разность концентраций доноров N_d и акцепторов N_a постоянна в каждой области перехода и скачком меняется в плоскости контакта. Доноры и акцепторы будем считать полностью ионизованными. Тогда концентрации электронов и дырок вдали от контакта, где нет объемного заряда, равны:

$$n_0 \simeq N_d - N_a \qquad (x > d_n),$$
$$p_0 \simeq N_a - N_d \qquad (x < -d_p).$$

Поэтому для объемного заряда в приконтактных слоях мы имеем:

$$\begin{aligned} &p\text{-область:} \quad \rho = \begin{cases} -ep_0 & (-d_p < x < 0), \\ 0 & (x < -d_p); \end{cases} \\ &n\text{-область:} \quad \rho = \begin{cases} en_0 & (0 < x < d_n), \\ 0 & (x > d_n). \end{cases} \end{aligned} \tag{9.6}$$

Это распределение ρ (x) изображено на рис. 6.11, *б*.

Будем отсчитывать, как и раньше, потенциал от его значения в плоскости $x = 0$. Тогда граничные условия задачи имеют вид:

$$\begin{aligned} &x = -d_p: \quad \varphi = u_p, \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0; \\ &x = d_n: \quad \varphi = u_n, \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0, \end{aligned} \tag{9.7}$$

где u_p и u_n — падения напряжения на слоях объемного заряда в p- и, соответственно, в n-области. Подставляя выражения (9.6) для ρ в уравнение Пуассона и интегрируя последнее при учете (9.7), получаем:

$$\begin{aligned} p\text{-область:}\quad & \varphi_p = u_p + \frac{2\pi e p_0}{\varepsilon}(x+d_p)^2; \\ n\text{-область:}\quad & \varphi_n = u_n - \frac{2\pi e n_0}{\varepsilon}(x-d_n)^2. \end{aligned} \tag{9.8}$$

Потенциал в слоях объемного заряда изменяется по параболическому закону, изображенному на рис. 6.11, *в*. При $x = 0$ оба выражения (9.8) должны давать одно и то же значение потенциала в плоскости контакта. Отсюда

$$u_n - u_p = \frac{2\pi e}{\varepsilon}(n_0 d_n^2 + p_0 d_p^2), \tag{9.9}$$

где

$$u_n - u_p = u + u_k$$

есть полное напряжение на переходе, складывающееся из контактной разности потенциалов u_k и напряжения источника u.

Так как электрическая индукция $\varepsilon\mathscr{E}$ должна быть везде непрерывна (а диэлектрическую проницаемость ε мы считаем одинаковой в p- и n-областях), то

$$\mathscr{E}_p(0) = -\left.\frac{d\varphi_p}{dx}\right|_{x=0} = \mathscr{E}_n(0) = -\left.\frac{d\varphi_n}{dx}\right|_{x=0}.$$

Это дает

$$n_0 d_n = p_0 d_p. \tag{9.10}$$

Соотношения (9.9) и (9.10) позволяют найти толщины слоев объемного заряда d_n и d_p.

Полагая в формулах (9.8) $x = 0$ и, соответственно, $\varphi_p = \varphi_n = 0$ и учитывая (9.10), находим, что падения напряжений в p- и n-областях относятся, как

$$\left|\frac{u_p}{u_n}\right| = \frac{n_0}{p_0}.$$

Поэтому, если, например, $p_0 \gg n_0$, то будем иметь $d_p \ll d_n$ и, кроме того, все приложенное напряжение будет сосредоточено в n-области. Если, напротив, $n_0 \gg p_0$, то все падение напряжения будет сосредоточено в p-области и при этом будет $d_p \gg d_n$.

При произвольных концентрациях n_0 и p_0 из формул (9.9) и (9.10) легко получить, что полная толщина слоя объемного заряда равна

$$d = d_n + d_p = \left(\frac{\varepsilon(u+u_k)}{2\pi e}\,\frac{p_0+n_0}{p_0 n_0}\right)^{1/2}. \tag{9.11}$$

Если $n_0 \ll p_0$, то

$$d \simeq d_n = \left(\frac{\varepsilon (u + u_k)}{2\pi e n_0}\right)^{1/2}, \tag{9.11'}$$

что совпадает с формулой (9.5) для контакта металл—электронный полупроводник. При $p_0 \ll n_0$ в формулу (9.11′) вместо n_0 входит p_0.

Плавный p—n-переход. Если разность $(N_d - N_a)$ изменяется в пространстве непрерывно, то распределения поля и потенциала будут другими и будут зависеть от закона изменения $(N_d - N_a)$. Рассмотрим простейший случай, когда на протяжении слоя объемного заряда (толщина которого определяется формулой (9.15)) этот закон можно считать линейным:

$$N_d - N_a = ax,$$

где a — постоянная. Тогда распределение объемного заряда будет (рис. 6.12)

$$\rho = eax. \tag{9.12}$$

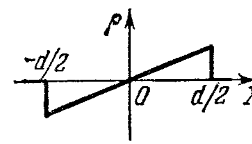

Рис. 6.12. Плавный p—n-переход при обратном смещении. Распределение объемного заряда.

При этом из симметрии задачи очевидно, что падения напряжения на каждом из слоев одинаковы и равны половине полного напряжения $(u + u_k)$. Тогда, подставляя (9.12) в уравнение Пуассона и учитывая граничные условия:

$$x = 0: \quad \varphi = 0; \qquad x = \pm {}^1\!/_2 d: \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0, \tag{9.13}$$

находим

$$\varphi = \frac{2\pi a e}{\varepsilon} \left({}^1\!/_4 d^2 x - {}^1\!/_3 x^3\right). \tag{9.14}$$

В этом случае потенциал изменяется по кубическому закону. Полагая в формуле (9.14) $x = d/2$ и, соответственно, $\varphi = (u + u_k)/2$, получаем для толщины двойного слоя объемного заряда

$$d = \left[\frac{3\varepsilon (u + u_k)}{\pi e a}\right]^{1/3}. \tag{9.15}$$

Поступая аналогично, можно найти толщину слоя объемного заряда и для других законов распределения $(N_d - N_a)$.

Зарядная емкость. Толщина слоя объемного заряда возрастает с увеличением приложенного обратного напряжения, и при этом растет и полная величина заряда, сосредоточенного в слое. Отсюда следует, что контакт обладает определенной емкостью. Она получила название *зарядной емкости.*

Рассмотрим в качестве примера резкий p—n-переход с сильно легированной p-областью (или контакт металл—полупроводник n-типа). Тогда величина заряда в слое, рассчитанная на единицу поверхности, есть

$$q = e n_0 d_n.$$

Подставляя сюда для d_n выражение (9.11′), находим для зарядной емкости

$$C=\frac{dq}{du}=\left(\frac{\varepsilon e n_0}{8\pi\,(u+u_k)}\right)^{1/2}=\frac{\varepsilon}{4\pi d_n}. \tag{9.16}$$

Это выражение совпадает с формулой для емкости плоского конденсатора с толщиной зазора между обкладками, равной d_n.

Оценим порядок величины этой емкости. Рассмотрим германий ($\varepsilon=16$) с концентрацией электронов $n_0=1\cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ и положим, что $u+u_k=1$ В $=(1/300)$ ед. СГСЭ. Тогда из (9.11′) имеем $d_n\simeq 4\cdot 10^{-4}$ см $=4$ мкм и (9.16) дает $C\simeq 10^4/\pi$ см/см^2, или $\sim 10^3$ пФ/см^2.

Для плавного перехода с линейным распределением доноров и акцепторов имеем

$$q=ea\int\limits_0^{d/2}x\,dx=\frac{1}{8}\,ead^2.$$

Подставляя сюда для d выражение (9.15) и дифференцируя по u, находим для емкости (опять на единицу поверхности)

$$C=\frac{\varepsilon}{4\pi}\left[\frac{\pi e a}{3\varepsilon\,(u+u_k)}\right]^{1/3}=\frac{\varepsilon}{4\pi d}. \tag{9.17}$$

Из выражений (9.16) и (9.17) видно, что зарядная емкость зависит от приложенного обратного напряжения, и притом различно при различных законах распределения примесей. Для резкого перехода $C\sim u^{-1/2}$, для линейного закона распределения $C\sim u^{-1/3}$, а при другом законе распределения эта зависимость была бы иная. Поэтому, исследуя на опыте зависимость C от u, можно сделать выводы о структуре p—n-перехода, т. е. о законе распределения примесей в нем.

§ 10. Токи, ограниченные пространственным зарядом

Обратимся теперь к зависимости тока сквозь контакт от приложенного внешнего напряжения. Вольтамперные характеристики контактов оказываются различными в зависимости от того, имеем ли мы контакты с обогащенным слоем или с обедненным слоем.

Рассмотрим сначала случай обогащенного слоя.

Энергетическая диаграмма такого контакта изображена на рис. 6.13. В отсутствие внешнего напряжения потенциальная энергия электрона $-e\varphi$ в области объемного заряда вблизи металлического электрода увеличивается при удалении от электрода по логарифмическому закону (8.2). За областью объемного заряда она постоянна. Поэтому энергия дна зоны проводимости E_c, которая изменяется так же, как и $-e\varphi$, изображается кривой *1*. В области объемного заряда имеются ток диффузии и ток дрейфа, которые на-