После этого уравнение Пуассона принимает вид

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\varphi - u_k}{L_D^2 \psi^2}. \tag{7.10}$$

Сравнивая это уравнение с уравнением (7.1), мы видим, что теперь длина экранирования равна

$$L_э = L_D \psi, \tag{7.11}$$

где L_D — по-прежнему есть длина Дебая, определяемая формулой (7.2).

Положим, что выполняются неравенства

$$N_a \ll n_1, \qquad n_0 \ll n_1. \tag{7.12}$$

Первое из них требует, чтобы концентрация компенсирующей примеси была достаточно мала. Второе неравенство, согласно формуле (7.4), обозначает, что доноры можно считать полностью ионизованными. Тогда $\psi \simeq 1$ и мы получаем рассмотренный раньше случай $L_э = L_D$.

Другой крайний случай мы имеем, когда n_0 становится малым по сравнению с N_a. Это происходит, например, в компенсированных полупроводниках в области примесной проводимости при достаточном понижении температуры. Тогда уровень Ферми локализован вблизи уровня энергии доноров E_d (ср. § V.17), а следовательно, $n_1 \simeq n_0$ и

$$\psi^2 \simeq \frac{2n_0}{N_a + 3n_0}.$$

Если при этом концентрация электронов становится настолько малой, что $n_0 \ll N_a$, то

$$\psi^2 \simeq \frac{2n_0}{N_a}, \qquad L_э^2 \simeq \frac{\varepsilon kT}{2\pi e^2 N_a}. \tag{7.13}$$

В этих условиях длина экранирования перестает зависеть от концентрации свободных электронов, а определяется концентрацией компенсирующей примеси. Физический смысл этого результата заключается в том, что при неполной ионизации примесей объемный заряд, экранирующий электрическое поле, создается не только перераспределением электронов, но и пространственным изменением заряда примесей. При малом n_0 последний эффект становится главным.

§ 8. Обогащенный контактный слой в отсутствие тока

Рассмотрим теперь распределение потенциала в случае обогащенного контактного слоя ($eu_k < 0$ и в несколько раз превышает kT) (рис. 6.10). При этом удобно раздельно рассматривать область вблизи объемного заряда контакта *1* и остальную толщу полупроводника *2*, где зоны можно считать уже неискривленными. В первом случае мы имеем

$$\exp\frac{eu_k}{kT} \ll \exp\frac{e\varphi}{kT} \tag{8.1}$$

и уравнение (6.11) упрощается:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} n_k \exp\frac{e\varphi}{kT}.$$

Умножая обе части этого уравнения на $d\varphi/dx$ и интегрируя по φ, получаем

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 = \frac{8\pi n_k kT}{\varepsilon} \exp\frac{e\varphi}{kT} + C.$$

Постоянная интегрирования C определяется из условия, что на границе обеих областей

$$\varphi = u_k, \qquad \frac{d\varphi}{dx} = 0.$$

Поэтому

$$C = -\frac{8\pi n_k kT}{\varepsilon} \exp\frac{eu_k}{kT}.$$

Отсюда видно, что, вследствие условия (8.1), для области вблизи контакта постоянной C можно пренебречь по сравнению с первым слагаемым. Поэтому

$$\frac{d\varphi}{dx} = \pm\left(\frac{8\pi n_k kT}{\varepsilon}\right)^{1/2} \exp\frac{e\varphi}{2kT}.$$

Так как мы рассматриваем обогащенный слой в электронном полупроводнике, то $\varphi < 0$ и увеличивается по абсолютной величине с увеличением x, а следовательно, нашей задаче соответствует знак минус. Интегрируя это уравнение еще раз по x в пределах от 0 до x, находим распределение потенциала в виде

$$-e\varphi = 2kT \ln\left(1 + \frac{x}{a}\right), \tag{8.2}$$

где a есть характеристическая длина:

$$a = \left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi n_k e^2}\right)^{1/2}. \tag{8.3}$$

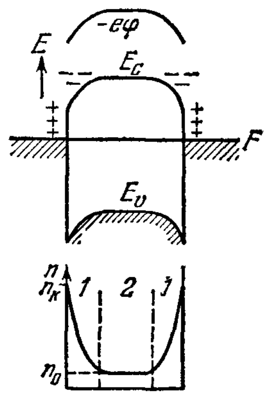

Рис. 6.10. Распределение электрического потенциала φ и концентрации электронов n в пластинке полупроводника с двумя металлическими контактами в отсутствие тока.

С точностью до множителя $2^{-1/2}$ это есть не что иное, как длина экранирования (7.2), в которой, однако, концентрация электронов в глубине образца n_0 заменена ее значением на контакте n_k. Таким образом, потенциал вблизи контакта изменяется по логарифмическому закону. Распределение концентрации электронов выражается соотношением

$$n = n_k \exp\frac{e\varphi}{kT} = n_k\left(\frac{a}{a+x}\right)^2. \tag{8.4}$$

Вдали от контакта (область 2)

$$\varphi = u_k, \qquad n = n_k \exp\frac{eu_k}{kT} = n_0. \tag{8.5}$$

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:

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