ции сложно. Однако мы положим, что это изменение невелико, так что $n(0)$ можно считать приближенно не зависящим от тока и равным его равновесному значению n_k.

Чтобы оценить величину токов, при которых это предположение еще допустимо, можно воспользоваться следующими соображениями. Электроны в полупроводнике, уже достигшие плоскости контакта, далее не встречают потенциального барьера и все проходят в металл. Без внешнего напряжения число таких электронов, пересекающих 1 см² контактной плоскости в 1 с, есть $\frac{1}{4} n_k v_T$. Такое же число электронов переходит в обратном направлении из металла в полупроводник. Поэтому плотность тока через контакт можно выразить через граничные концентрации $n(0)$ и n_k:

$$j = {}^1/_4 e v_T [n(0) - n_k]. \tag{6.9}$$

Отсюда видно, что $n(0) \simeq n_k$, если j мало по сравнению с каждым из слагаемых в (6.9). Полагая, например, $n_k \sim 10^{13}$ см$^{-3}$ и $v_T \sim$ $\sim 10^7$ см/с, мы получим для второго слагаемого в правой части (6.9) величину $\sim$10 А/см². Поэтому, если плотность тока через контакт не превышает, скажем, 0,1 А/см², то разность между $n(0)$ и n_k будет не более 1% и сделанное допущение будет хорошим приближением.

Мы рассмотрим сначала контакт в отсутствие тока. Тогда из уравнения (6.5) имеем

$$n = n_k \exp \frac{e\varphi}{kT}. \tag{6.10}$$

Подставляя это в (6.6), получаем уравнение

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} n_k \left(\exp \frac{e\varphi}{kT} - \exp \frac{eu_k}{kT}\right) = \frac{4\pi e}{\varepsilon} n_0 \left(\exp \frac{e(\varphi - u_k)}{kT} - 1\right), \tag{6.11}$$

из которого можно найти распределение потенциала $\varphi(x)$.

Рассмотрим некоторые важные частные случаи.

§ 7. Длина экранирования

Положим, что искривление зон у поверхности мало, так что $eu_k/kT \ll 1$. Тогда экспоненты в уравнении (6.11) можно разложить в ряд и ограничиться первыми двумя членами разложения. После этого уравнение (6.11) принимает простой вид:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\varphi - u_k}{L_D^2}, \tag{7.1}$$

где обозначено

$$L_D^2 = \frac{\varepsilon kT}{4\pi e^2 n_0}. \tag{7.2}$$

Его решение, удовлетворяющее граничным условиям (6.7), есть

$$\varphi = u_k\left[1 - \exp\left(-\frac{x}{L_D}\right)\right]. \tag{7.3}$$

Потенциал экспоненциально изменяется по мере удаления от границы контакта. Очевидно, что по такому же экспоненциальному закону будут изменяться напряженность поля и концентрация электронов, так как эти величины могут быть получены дифференцированием потенциала по координате, что опять приводит к экспоненциальной функции. Характеристическая длина L_D есть длина, на которой эти величины изменяются в e раз. Она получила название *длины экранирования Дебая*.

В полупроводниках с большой концентрацией электронов длина Дебая мала. Полагая, например, в формуле (7.2) $n_0 \sim 10^{15}$см^3 и $\varepsilon \sim 10$, мы находим для комнатной температуры $L_D \sim 10^{-5}$ см. При уменьшении n_0 длина Дебая L_D увеличивается.

Однако было бы ошибкой считать, что, достаточно уменьшая концентрацию электронов в зоне, можно сделать длину экранирования как угодно большой. При уменьшении n_0 длина Дебая L_D сначала увеличивается, но затем перестает зависеть от n_0 и остается постоянной. Это происходит потому, что при очень малой концентрации электронов экранирование определяется уже не электронами в зоне, а имеющимися в полупроводнике заряженными примесями. Чтобы выяснить, когда это имеет место, откажемся от предположения, что основная примесь (доноры) полностью ионизована, и согласно формуле (V.9.4) положим

$$N_d^+ = N_d\frac{n_1}{n+n_1}. \tag{7.4}$$

Здесь n_1 дается формулой (V.9.5). Тогда выражение для плотности объемного заряда будет

$$\rho = e\left(N_d\frac{n_1}{n+n_1} - N_a - n\right). \tag{7.5}$$

При этом в глубине полупроводника ($\rho = 0$)

$$N_d\frac{n_1}{n_0+n_1} - N_a - n_0 = 0. \tag{7.6}$$

Ограничиваясь, как и выше, слабым искривлением зон, имеем

$$n \simeq n_0\left[1 + \frac{e}{kT}(\varphi - u_k)\right]. \tag{7.7}$$

Тогда

$$\frac{n_1}{n+n_1} \simeq \frac{n_1}{n_0+n_1}\left[1 - \frac{e}{kT}\frac{n_0}{n_0+n_1}(\varphi - u_k)\right],$$

и, комбинируя это соотношение с формулами (7.5) и (7.6), получаем

$$\rho = -\frac{e^2 n_0}{kT\psi^2}(\varphi - u_k), \tag{7.8}$$

где через ψ^2 обозначена величина

$$\psi^2 = \frac{n_0+n_1}{N_a+n_1+2n_0}. \tag{7.9}$$

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:

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