

В дальнейшем мы будем его выражать в безразмерных единицах:

$$Y_s = \frac{e\varphi_s}{kT}, \quad (1.5)$$

так как именно в этом виде он обычно входит в различные формулы.

Приведенная диаграмма является, конечно, тоже очень упрощенной. Так, при достаточно большом числе адсорбированных атомов или иных структурных дефектов поверхность следует рассматривать уже как неупорядоченную систему, применяя для теоретического ее исследования методы, развитые в физике сильно легированных полупроводников (гл. XIX).

§ 2. Влияние поверхностного потенциала на электропроводность

При изменении поверхностного потенциала изменяются концентрации электронов и дырок в приповерхностном слое полупроводника,

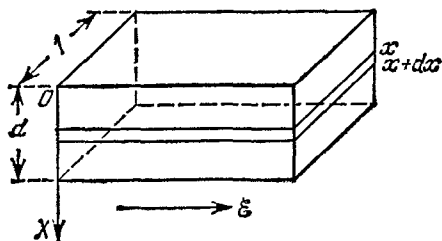


Рис. 10.5. К вычислению влияния поверхности на электропроводность.

(рис. 10.5), а толщина d намного меньше других размеров. Ширину пластинки положим равной единице. Сила тока через бесконечно тонкий слой пластинки ($x, x + dx$) есть

$$e [\mu_p p(x) + \mu_n n(x)] \xi dx,$$

а ее изменение по сравнению со случаем неискривленных зон ($Y_s = 0$) равно

$$e \{ \mu_p [p(x) - p_0] + \mu_n [n(x) - n_0] \} \xi dx.$$

Поэтому, обозначая

$$\Gamma_p = \int_0^{\infty} [p(x) - p_0] dx, \quad (2.1)$$

$$\Gamma_n = \int_0^{\infty} [n(x) - n_0] dx,$$

мы находим, что изменение электропроводности пластинки ΔG (рассчитанное на единицу длины и единицу ширины пластинки),

обусловленное влиянием поверхности при $x = 0$, есть

$$\Delta G = \frac{\Delta i}{e} = e\mu_p (\Gamma_p + b\Gamma_n), \quad (2.2)$$

где $b = \mu_n/\mu_p$. Величину ΔG часто называют *поверхностной проводимостью*. В интегралах (2.1) в качестве верхнего предела мы положили ∞ (вместо координаты второй поверхности), предполагая, что толщина пластинки d хотя бы в несколько раз превышает длину экранирования.

Мы считали подвижности в приповерхностном слое равными их значениям μ_p и μ_n в объеме. В действительности на поверхности происходит дополнительное рассеяние импульса. Поэтому при точных расчетах вместо μ_n и μ_p нужно пользоваться «поверхностными» подвижностями, которые, при определенных предположениях о

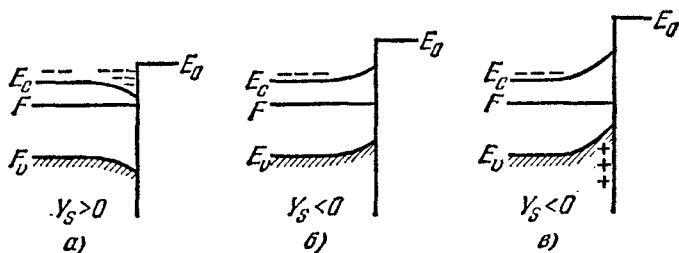


Рис. 10.6. Обогащенный (а), обедненный (б) и инверсионный (в) приповерхностные слои в полупроводнике n -типа.

характере рассеяния на поверхности, можно вычислить (подробнее см., например, в [1]). Однако эта поправка не меняет принципиальные результаты, и мы учитывать ее не будем.

Таким образом, расчет влияния поверхностного потенциала на электропроводность сводится к вычислению распределения $p(x)$ и $n(x)$ в слое объемного заряда. Однако общий характер зависимости ΔG от Y_s можно выяснить без расчета. Положим для определенности, что мы имеем полупроводник n -типа. При положительном потенциале поверхности зоны искривляются вниз и край зоны основных носителей E_c приближается к уровню Ферми (рис. 10.6, а). Поэтому у поверхности образуется слой, обогащенный электронами, и ΔG будет непрерывно увеличиваться при возрастании Y_s . При $Y_s < 0$ зоны искривляются вверх (рис. 10.6, б) и, соответственно, приповерхностный слой обедняется электронами. Пока $(F - E_v)$ у поверхности остается больше $(E_c - F)$, концентрация дырок $p \ll n$ везде и ΔG уменьшается при увеличении $|Y_s|$. Однако, когда искривление зон становится таким, что F оказывается ближе к E_v , нежели к E_c , концентрация дырок в приповерхностном слое делается

больше концентрации электронов, т. е. образуется инверсионный слой, в данном случае p -типа (рис. 10.6, в). Аналогично, в дырочном полупроводнике инверсионный слой имел бы проводимость n -типа. Поэтому при дальнейшем увеличении $|Y_s|$ проводимость ΔG проходит через минимум и снова увеличивается, теперь уже за счет увеличения концентрации дырок в инверсионном слое.

Значение поверхностного потенциала $Y_{s \min}$, соответствующее минимуму ΔG , можно найти из следующих простых (хотя и нестрогих) соображений. Очевидно, что при $Y_{s \min}$ электроны и дырки дают одинаковый вклад в электропроводность приповерхностного слоя. Поэтому для некоторой средней плоскости в области объемного заряда $x_1 = \text{const}$, где потенциал $Y_s = 1/2 Y_{s \min}$, можно написать

$$\mu_n n(x_1) = \mu_p p(x_1).$$

С другой стороны, ограничиваясь случаем невырожденных полупроводников, мы имеем по закону Больцмана

$$n = n_0 \exp Y, \quad p = p_0 \exp(-Y). \quad (2.3)$$

Подставляя это в предыдущее равенство, мы имеем

$$\mu_n n_0 \exp(1/2 Y_{s \min}) = \mu_p p_0 \exp(-1/2 Y_{s \min}). \quad (2.4)$$

Отсюда получаем

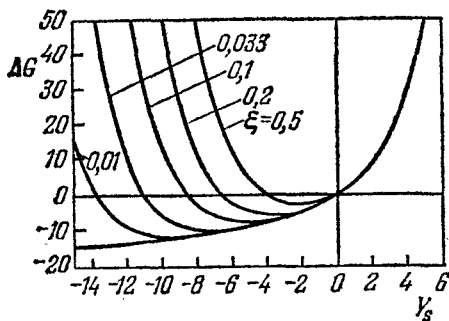
$$Y_{s \min} = \ln(\xi^2/b), \quad (2.5)$$

где $\xi^2 = p_0/n_0$, а $b = \mu_n/\mu_p$. Для рассматриваемого случая полупроводника n -типа значение $\xi < 1$, а отношение подвижностей b обычно > 1 . Поэтому $Y_{s \min}$ оказывается отрицательным. Его абсолютное значение тем больше, чем меньше ξ .

Зависимость ΔG от Y_s , вычисленная для германия n -типа при различных значениях параметра ξ , показана на рис. 10.7. При расчете предполагалось, что доноры и акцепторы полностью ионизованы и что электронный газ не вырожден. Уравнение этих кривых и точный вывод формулы (2.5) даны в Приложении VI.

Рис. 10.7. Зависимость изменения проводимости ΔG германия n -типа (произвольные единицы) от поверхностного потенциала $Y_s = e\varphi_s/kT$.

Рассмотренная зависимость $\Delta G(Y_s)$ лежит в основе важного метода экспериментального определения Y_s . Для этого нужно сначала знать отношение p_0/n_0 внутри образца (за пределами слоя объемного заряда). Оно легко может быть найдено из измерений кон-



центрации основных носителей в массивном образце до вырезания тонкой пластинки. Тогда при известном отношении подвижностей b определено, какая из семейства кривых рис. 10.7 относится к данному образцу и чему равно $Y_{s \min}$. Затем меняют окружающую среду, чтобы вызвать изменение Y_s . Для этого часто применяют различные газы (азот, кислород, пары воды и др.) при разном давлении и подбирают такую среду, при которой электропроводность проходит через минимум. Это значение G_{\min} измеряют. Тогда при любом другом состоянии поверхности, которому соответствует электропроводность образца G , поверхностный потенциал равен

$$Y_s = Y_{s \min} + \Delta Y_s, \quad (2.6)$$

где ΔY_s определяется величиной $(G - G_{\min})$, как показано на рис. 10.8.

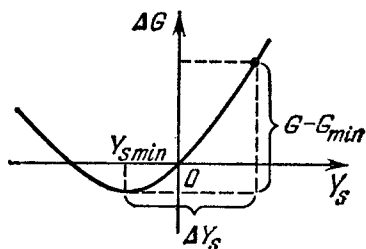


Рис. 10.8. К определению величины поверхностного потенциала.

§ 3. Эффект поля

Величину поверхностного потенциала можно изменять не только изменяя окружающую среду, но и создавая у поверхности полупроводника поперечное электрическое поле. Влияние внешнего электрического поля на электропроводность полупроводника получило название *эффекта поля*.

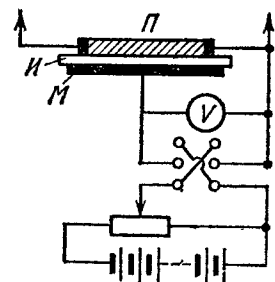


Рис. 10.9. Схема наблюдения стационарного эффекта поля.

Существует большое число разнообразных экспериментальных приемов изучения эффекта поля как в стационарном, так и в нестационарном режимах. Пример стационарного метода показан на рис. 10.9. Пластина полупроводника P служит одной из обкладок конденсатора, второй обкладкой которого является металлическая пластинка M , отделенная от полупроводника тонким слоем изолятора I . К конденсатору прикладывается постоянное напряжение, величину и знак которого можно изменять. Концы пластинки полупроводника имеют низкоомные контакты, с помощью которых она включается в мостовую схему (или какую-либо другую) для точного измерения малых изменений проводимости.

Еще удобнее исследовать эффект поля, прикладывая к пластинам конденсатора переменное напряжение низкой частоты (десятки или