

прямым несфокусированным солнечным излучением. Расчет показывает, что в солнечном излучении число фотонов с энергией $h\nu \geq 0,65$ эВ, падающих на 1 см^2 в 1 с у поверхности Земли при ясной атмосфере, равно примерно $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Следовательно, при квантовом выходе $\nu = 1$, $g_s \sim 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Тогда по формуле (2.3) находим, что даже при этой сильной освещенности $V_0 \sim 10^{-3} \text{ В}$.

Хотя эдс такой величины легко измерить, в действительности экспериментальное определение эдс Дембера в чистом виде сопряжено с большими трудностями. Это происходит по той причине, что при освещении, как правило, возникает еще и вентильная фотоэдс в потенциальных барьерах (§ 5), которая намного больше эдс Дембера. Потенциальные же барьеры всегда существуют как в контактах, так и вблизи свободной поверхности полупроводника вследствие поверхностного искривления зон. Поэтому эдс Дембера обычно играет роль сопутствующего эффекта в различных фотоэлектрических явлениях.

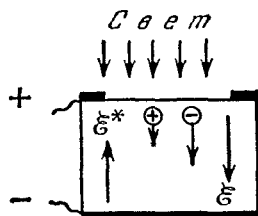


Рис. 11.2. Происхождение эдс Дембера.

§ 3. Объемная фотоэдс

Объемная, или, иначе, распределенная, фотоэдс возникает в неоднородных полупроводниках, в которых градиент удельного сопротивления отличен от нуля *). Этот тип фотоэдс мы рассмотрим на примере тонкой пластинки (или нитевидного образца), на поверхность которой проецируется световое изображение узкой освещенной щели (рис. 11.3, а). Световая щель удалена от торцов образца по крайней мере на несколько диффузионных длин, так что фотоэлектроны и фотодырки рекомбинируют, не достигая торцов, и поэтому не вызывают эдс в контактах. Опыт показывает, что между концами образца появляется напряжение, которое тем больше, чем больше градиент удельного сопротивления в месте положения световой щели.

Возникновение этой эдс поясняет рис. 11.3, б. Положим, что сопротивление изменяется вследствие изменения концентрации темновых носителей, вызванного неравномерным распределением доноров и акцепторов вдоль образца. Это значит, что энергетические зоны будут наклонными относительно постоянного уровня Ферми, или, другими словами, что в образце будет существовать внутреннее электрическое поле. Без освещения это поле, конечно, не

*) Объемная фотоэдс была обнаружена и исследована В. Е. Лашкаревым и, независимо, Я. Тауцем.

вызывает тока, так как обусловленный им ток дрейфа в точности компенсируется током диффузии. Однако при освещении это равновесие нарушается и возникают потоки фотоэлектронов и

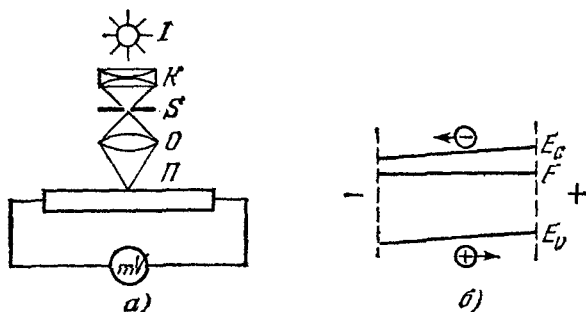


Рис. 11.3. а) Наблюдение объемной фотоэкс. I — источник света, K — конденсор, S — щель, O — объектив, Π — полупроводник, mV — милливольтметр. б) Направления движения фотоэлектронов и фотодырок.

фотодырок, направленные в разные стороны. Если, как показано на рисунке, градиент сопротивления направлен слева направо, то электроны будут двигаться к левому концу образца и заряжать его отрицательно, а дырки — к правому концу, создавая на нем положительный заряд.

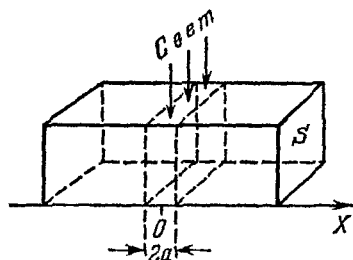


Рис. 11.4. К расчету объемной фотоэкс.

В дальнейшем мы опять будем говорить о полупроводнике n -типа. При расчете величины фотоэкс мы будем предполагать, что: 1) δp и δn зависят только от одной координаты x (рис. 11.4); 2) генерация электронно-дырочных пар происходит в тонком слое шириной $2a$, приблизительно равной ширине световой щели, причем $2a \ll$ длины диффузии L (рекомбинация в освещаемом слое не происходит); 3) концентрация избыточных носителей в этом слое постоянна (это приближение существенно упрощает расчет и не вносит большой ошибки); 4) освещение слабое: $\delta p/n_0 \ll 1$. Соответственно мы будем считать, что и при освещении $\mu_n n \gg \mu_p p$. Тогда по формуле (1.2) имеем

$$V_0 = \int \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\mu_n n} dx = V_{01} + V_{02}.$$

Первое слагаемое

$$V_{01} = \frac{D_n}{\mu_n} \int \frac{dn}{n} = 0,$$

так как подынтегральная функция есть полный дифференциал. При вычислении второго слагаемого мы положим $n \simeq n_0$ (слабое освещение). Далее, мы учтем, что при темновой концентрации дырок $p = p_0(x)$ эдс $V_{02} = 0$. Поэтому

$$V_0 = - \frac{D_p}{\mu_n} \oint \frac{d(\delta p)}{n_0(x)} dx.$$

Введем, наконец, в это выражение темновое удельное сопротивление ρ_0 и плотность тока диффузии избыточных дырок j_p :

$$\rho_0(x) = \frac{1}{e\mu_n n_0(x)}, \quad j_p(x) = -eD_p \frac{d(\delta p)}{dx}.$$

Тогда для V_0 можно написать

$$V_0 = \int_{-\infty}^{-a} j_p(x) \rho_0(x) dx + \int_a^{\infty} j_p(x) \rho_0(x) dx.$$

Здесь мы перешли от интегрирования по замкнутому контуру к бесконечным пределам, так как $j_p(x)$ быстро затухает на расстояниях $\sim L$ от освещенного слоя.

Так как $\delta p(x) \sim \exp(-x/L_p)$ (ср. § VII.9), то по такому же закону изменяется и $j_p(x)$. Поэтому мы имеем:

$$\begin{aligned} x > a: \quad j_p &= j_p(a) \exp\left(-\frac{x-a}{L_p}\right); \\ x < -a: \quad j_p &= -j_p(-a) \exp\frac{x+a}{L_p}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

причем из симметрии задачи ясно, что $j_p(-a) = j_p(a)$. Тогда

$$V_0 = -j_p(a) \int_{-\infty}^{-a} \rho_0(x) \exp\left(\frac{x+a}{L_p}\right) dx + j_p(a) \int_a^{\infty} \rho_0(x) \exp\left(-\frac{x-a}{L_p}\right) dx.$$

Заменяя в первом интеграле переменную x на $-x$, написанное выражение можно представить в более удобном виде:

$$V_0 = j_p(a) \int_a^{\infty} \exp\left(-\frac{x-a}{L_p}\right) [\rho_0(x) - \rho_0(-x)] dx. \quad (3.2)$$

Распределение $\rho_0(x)$ в узкой области вблизи освещенного слоя можно аппроксимировать линейным законом и приближенно положить

$$\rho_0(x) - \rho_0(-x) = 2 \left[\frac{d\rho}{dx} \right]_{x=0}. \quad (3.3)$$

Тогда получается

$$V_0 = 2j_p(a) \frac{d\rho_0}{dx} \int_a^\infty \exp\left(-\frac{x-a}{L_p}\right) x dx = \\ = 2j_p(a) \frac{d\rho_0}{dx} (L_p a + L_p^2) \simeq 2j_p(a) \frac{d\rho_0}{dx} L_p^2, \quad (3.4)$$

так как $a \ll L_p$.

И, наконец, значение тока на границах $j_p(a)$ получается непосредственно из условия баланса для фотодырок. Если I есть полное число электронно-дырочных пар, генерируемых светом во всем освещенном слое в 1 с (пропорциональное интенсивности света), то

$$2j_p(a) S = eI, \quad (3.5)$$

где S — сечение образца. Поэтому, учитывая формулы (3.4) и (3.5), находим окончательно

$$V_0 = \frac{e}{S} I \cdot L_p^2 \frac{d\rho_0}{dx}. \quad (3.6)$$

Подчеркнем, что здесь $d\rho_0/dx$ есть градиент темнового сопротивления в месте нахождения световой щели.

Для дырочного полупроводника мы получили бы, очевидно, такую же формулу, с тем отличием, что вместо длины диффузии дырок вошла бы длина диффузии электронов (неосновных носителей).

Оценим порядок величины объемной фотоэдс. Положим, что мы имеем сравнительно чистый германий при комнатной температуре. Тогда в качестве типичного значения можно принять $L_p \sim 0,1$ см. Сечение образца примем $S \sim 10^{-2}$ см². Пусть, далее, ρ_0 меняется на 10 Ом·см на 1 см длины, т. е. $d\rho_0/dx = 10$ Ом. Тогда, принимая $I \sim 10^{15}$ с⁻¹, по формуле (3.6) получаем $V_0 \sim 1$ мВ.

Таким образом, при слабом освещении объемная фотоэдс пропорциональна градиенту темнового сопротивления. Этот вывод хорошо согласуется с опытом. Для его проверки нужно, с одной стороны, независимо определить распределение сопротивления по длине образца. Это можно легко сделать, пропуская через образец слабый постоянный ток и исследуя распределение потенциала вдоль образца с помощью тонкого металлического зонда. С другой стороны, нужно исследовать зависимость фотоэдс от положения светового зонда. Опыт показывает, что распределение величины и знака фотоэдс хорошо повторяет распределение градиента сопротивления. Такое зондирование с одновременным измерением фотонапряжения между концами образца является полезным практическим приемом для определения степени однородности полупроводника.