

по сравнению с длинами диффузии. Между тем в вентильных фотоэлементах толщину освещаемой области делают по возможности малой, чтобы увеличить коэффициент  $\beta$ , и поэтому полученное ранее выражение не применимо к реальным фотоэлементам. И, наконец, мы не касались важного вопроса о коэффициенте полезного действия. Поэтому мы остановимся на процессах внутри фотоэлемента более подробно.

## § 5. Вентильные фотоэлементы

1. Рассмотрим фотоэлемент в виде плоскопараллельной пластинки с  $p$ - $n$ -переходом,  $n$ -область которой освещается сильно поглощаемым светом (рис. 11.9). Толщину освещаемой области обозначим через  $d$ . Пластика имеет два металлических электрода  $M$ ,  $M$ , один из которых сплошной и расположен на тыльной стороне элемента ( $p$ -области), а другой, чтобы не препятствовать прохождению света, выполнен в виде узкого кольца или узкой полоски на крае передней стороны ( $n$ -области). Толщину самого  $p$ - $n$ -перехода будем, как и выше, считать малой (по сравнению с длиной диффузии дырок) и, соответственно, рекомбинацией внутри перехода будем пренебрегать (расчет для «толстых»  $p$ - $n$ -переходов см. в [3]).

Плотность тока фотодырок в  $n$ -области определяется главным образом диффузией и равна

$$j_p = -eD_p \frac{dp}{dx}. \quad (5.1)$$

Распределение дырок в  $n$ -области можно найти из уравнения непрерывности, которое для нашей задачи имеет вид

$$\frac{d^2p}{dx^2} - \frac{\delta p}{L_p^2} = 0. \quad (5.2)$$

Будем отсчитывать координату  $x$  от освещаемой поверхности. Тогда граничные условия будут

$$x=0: \quad g_s = \frac{1}{e} j_p(0) + s \delta p(0); \quad (5.3)$$

$$x=d: \quad \delta p(d) = p_n (e^{ad} - 1). \quad (5.4)$$

Решение уравнения (5.2) при указанных граничных условиях в общем случае имеет довольно громоздкий вид. Однако в реальных

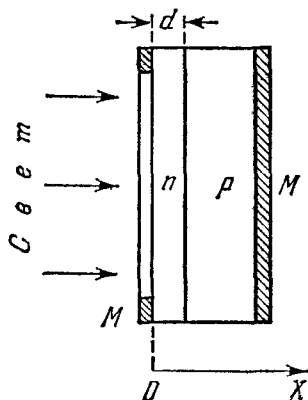


Рис. 11.9. К диффузионной теории вентильного фотоэлемента.

фотоэлементах всегда стремятся сделать  $d/L_p \ll 1$ . Поэтому мы ограничимся приближенным решением для этого случая и, соответственно, пренебрежем в уравнении (5.2) вторым слагаемым, учитывающим рекомбинацию в объеме. Тогда можно считать

$$\frac{dp}{dx} = \text{const} = \frac{\delta p(d) - \delta p(0)}{d}, \quad j_p = \text{const}. \quad (5.5)$$

Определяя здесь  $\delta p(0)$  из граничного условия (5.3) и подставляя для  $\delta p(d)$  его значение из граничного условия (5.4), получаем

$$j_p = e \frac{g_s - sp_n (e^{au} - 1)}{1 + s(d/D_p)}. \quad (5.6)$$

Помимо найденной дырочной составляющей плотности тока, через  $p$ - $n$ -переход будет течь еще и электронный ток, обусловленный инжекцией электронов из  $n$ -области в  $p$ -область. Так как толщина неосвещаемой области обычно бывает не очень малой и охватывает, по крайней мере, несколько диффузионных длин, то эта составляющая тока выражается формулой, уже полученной в § VIII.1:

$$j_n = - \frac{eD_n n_p}{L_n} (e^{au} - 1). \quad (5.7)$$

Полная сила тока через фотоэлемент равна

$$i = S(j_p + j_n) = \frac{Sg_s}{1 + s(d/D_p)} - Se \left( \frac{sp_n}{1 + s(d/D_p)} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) (e^{au} - 1). \quad (5.8)$$

Мы видим, что, в соответствии с простыми рассуждениями § 4, полный ток имеет «световую» составляющую  $i_I$  (первое слагаемое) и составляющую от инжекции в  $p$ - $n$ -переходе (второе слагаемое). При этом коэффициент  $\beta$  оказывается равным

$$\beta = \frac{1}{1 + s(d/D_p)}. \quad (5.9)$$

Он тем меньше, чем больше скорость поверхностной рекомбинации  $s$ . Ток насыщения диода для данной геометрии выражается формулой

$$i_s = Se \left( \frac{sp_n}{1 + s(d/D_p)} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right). \quad (5.10)$$

Этот ток определяется не только тепловой генерацией неосновных носителей в объеме (второе слагаемое), но еще и тепловой их генерацией на передней поверхности фотоэлемента (первое слагаемое).

2. Рассмотрим теперь коэффициент полезного действия фотоэлемента. Согласно формуле (4.2) напряжение на электродах фотоэлемента, замкнутого на произвольную нагрузку, есть

$$u = \frac{kT}{e} \ln \left( 1 + \frac{i_I}{i_s} - \frac{i}{i_s} \right). \quad (5.11)$$

Поэтому мощность, выделяемая во внешней цепи, равна

$$P = iu = \frac{kT}{e} i \ln \left( 1 + \frac{i_I}{i_s} - \frac{i}{i_s} \right). \quad (5.12)$$

Введем для краткости безразмерные токи

$$y \equiv i/i_s, \quad z \equiv i_I/i_s \quad (5.13)$$

и обозначим через  $G_s$  полный темп генерации фотоносителей:

$$G_s = g_s S, \quad i_I = e G_s \beta. \quad (5.14)$$

Тогда выражение для  $P$  можно записать в более удобном виде:

$$P = kT\beta G_s \frac{y \ln(1+z-y)}{z}. \quad (5.15)$$

Таким образом, полезная мощность зависит от величины отбираемого тока, т. е. от внешней нагрузки. При разомкнутой цепи ( $y = 0$ ) и при коротком замыкании ( $y = z$ ) эта мощность равна нулю и достигает максимума при некотором значении  $y_m$  отбираемого тока.

Для преобразования энергии важно иметь во внешней цепи максимальную мощность. Дифференцируя выражение (5.15) по  $y$  и приравнявая производную нулю, мы находим, что это имеет место при токе  $y_m$ , который удовлетворяет уравнению

$$(1+z-y_m) \ln(1+z-y_m) = y_m \quad (0 \leq y_m \leq z). \quad (5.16)$$

Если освещенность очень мала, так что  $z \ll 1$ , то можно положить  $\ln(1+z-y_m) \simeq z-y_m$ . Тогда, удерживая в уравнении (5.16) только малые 1-го порядка, находим  $y_m = 1/2 z$ , т. е.  $i_m = 1/2 i_I$ .

Следовательно, в этом случае оптимальная сила тока равна половине тока короткого замыкания. В общем случае уравнение (5.16) требует численных расчетов. Зависимость  $y_m$  от  $z$  показана на рис. 11.10. При увеличении интенсивности света (увеличении  $z$ )  $y_m$  монотонно увеличивается и приближается к  $z$ . Максимальная мощность во внешней цепи равна

$$P_m = kT\beta G_s f(z), \quad (5.17)$$

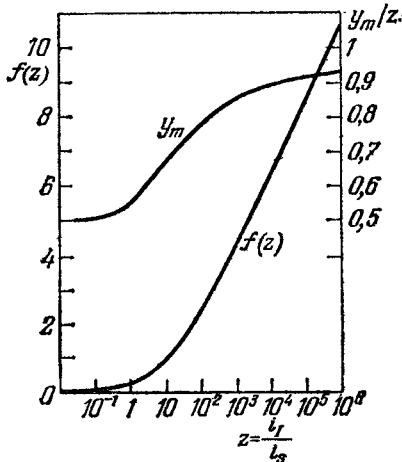


Рис. 11.10. Зависимость оптимального тока фотоэлемента  $y_m = i_m/i_s$  от светового тока  $z = i_I/i_s$  и функции  $f(z)$ .

где

$$f(z) = \frac{y_m^2}{z(1+z-y_m)}, \quad (5.18)$$

а  $y_m$  есть корень уравнения (5.16).

Положим теперь, что фотоэлемент освещается монохроматическим излучением с энергией фотонов  $\hbar\omega > E_g$ . Тогда мощность падающего излучения  $P_0$  связана с  $G_s$  очевидным соотношением

$$P_0 = \frac{G_s \hbar\omega}{(1-R)\nu}, \quad (5.19)$$

где  $R$  — коэффициент отражения, а  $\nu$  — квантовый выход. Поэтому максимальный КПД равен

$$\eta_m = \frac{P_m}{P_0} = \frac{kT}{\hbar\omega} \nu (1-R) \beta f(z). \quad (5.20)$$

Полученное выражение показывает, что  $\eta_m$  тем больше, чем меньше  $\hbar\omega$ . Так как, с другой стороны,  $\hbar\omega$  должно быть  $> E_g$  (чтобы была генерация электронно-дырочных пар), то выгодно иметь  $\hbar\omega \simeq E_g$ . Этот результат очевиден физически, так как избыток энергии фотона ( $\hbar\omega - E_g$ ) теряется бесполезно (в конечном счете превращается либо в тепло, либо в излучение), что и снижает КПД.

График функции  $f(z)$  приведен на рис. 11.10. При увеличении  $z$  величина  $f(z)$  возрастает, а значит, увеличивается и КПД  $\eta_m$ . Физический смысл этого результата заключается в следующем. Каждая фотодырка, проходя через потенциальный уступ  $p$ - $n$ -перехода (рис. 11.6), приобретает определенную дополнительную энергию. Однако эта энергия не выделяется во внешней цепи, а растрчивается внутри фотоэлемента. При увеличении освещенности величина потенциального уступа уменьшается, а значит, уменьшается и бесполезная потеря энергии. Одновременно с этим увеличивается и энергия, выделяемая во внешней цепи, которая пропорциональна напряжению  $u$  на зажимах. Оба эти обстоятельства и приводят к увеличению КПД при возрастании освещенности.

Конечно, увеличение  $\eta_m$  происходит только до известного предела. Это связано, во-первых, с тем, что напряжение  $u$  не может превышать потенциального барьера в темноте и поэтому при очень большой освещенности  $u$  уже не выражается формулой (5.11). И, во-вторых, в реальных фотоэлементах всегда имеется конечное сопротивление  $p$ - и  $n$ -областей (и контактов), на котором падает часть напряжения. Это падение напряжения увеличивается с ростом тока, что также ограничивает увеличение  $\eta_m$ .

3. Наиболее важное техническое применение вентильные фотоэлементы находят в солнечных батареях для прямого преобразования энергии солнечной радиации в электрическую. Так как солнечное излучение не является монохроматическим, то соотношение (5.19) между  $P_0$  и  $G_s$  уже несправедливо и поэтому выражение для КПД

несколько изменяется. Так как активными являются только те фотоны, энергия которых  $\hbar\omega \geq E_g$ , то генерация  $G_s$  пропорциональна:

$$G_s \sim \int_{E_g}^{\infty} \rho_0(\hbar\omega) d(\hbar\omega),$$

где  $\rho_0(\hbar\omega)$  — концентрация фотонов с энергией  $\hbar\omega$  (на единичный интервал энергии) в световом потоке. Здесь мы положили квантовый выход  $\nu = 1$ . Падающая же на фотоэлемент мощность  $P_0$  пропорциональна:

$$P_0 \sim \int_0^{\infty} \rho_0(\hbar\omega) d(\hbar\omega) \hbar\omega,$$

причем коэффициенты пропорциональности, которые мы не выписываем, в обоих выражениях одинаковы. Поэтому вместо формулы (5.19) мы будем иметь

$$\frac{G_s}{P_0} = (1-R) \frac{\int_{E_g}^{\infty} \rho_0(\hbar\omega) d(\hbar\omega)}{\int_0^{\infty} \rho_0(\hbar\omega) d(\hbar\omega) \hbar\omega}. \quad (5.21)$$

Так как солнечное излучение по спектральному составу близко к излучению абсолютно черного тела, то для  $\rho_0(\hbar\omega)$  можно воспользоваться формулой Планка (IX.3.1), полагая в ней  $T = T_1 = 6 \cdot 10^3$  К — температуре поверхности Солнца. Тогда, вводя обозначения

$$x \equiv \frac{\hbar\omega}{kT_1}, \quad x_1 \equiv \frac{E_g}{kT_1}, \quad (5.22)$$

мы имеем

$$\frac{G_s}{P_0} = \frac{1-R}{E_g} \psi(x_1), \quad (5.23)$$

где

$$\psi(x_1) = x_1 \frac{\int_{x_1}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}}{\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}}. \quad (5.24)$$

Поэтому, учитывая формулы (5.17) и (5.23), мы получаем окончательно для максимального КПД выражение

$$\eta_m = \frac{kT}{E_g} (1-R) \beta f(z) \psi(x_1). \quad (5.25)$$

Оно отличается от соответствующего выражения (5.20) для монохроматического излучения тем, что вместо  $\hbar\omega$  у нас вошло  $E_g$  и появился дополнительный множитель  $\psi(x_1)$ , учитывающий, что только часть фотонов излучения генерирует электронно-дырочные пары.

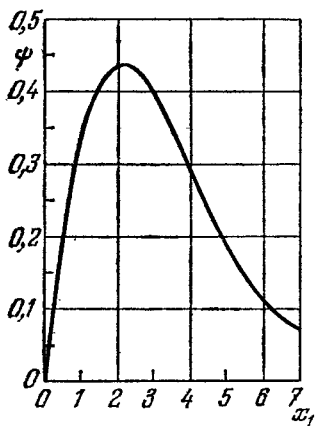


Рис. 11.11. График функции  $\psi(x_1)$ .

График функции  $\psi(x_1)$  показан на рис. 11.11. Эта функция имеет максимум, равный около 44%, при значении  $x_{1m} = 2,2$ . Это значит, что при данной температуре черного излучения имеется оптимальная ширина запрещенной зоны полупроводника  $E_{gm}$ . Так как при  $T_1 = 6000$  К,  $kT_1 = 0,50$  эВ, то  $E_{gm} = kT_1 \cdot x_{1m} = 2,2 \cdot 0,50 = 1,1$  эВ. Такую ширину запрещенной зоны имеет кремний. Так как, кроме того, технология получения монокристаллического кремния хорошо разработана, то этот материал широко используется для изготовления солнечных батарей.

Таким образом, даже при устранении всех потерь внутри фотоэлементов КПД солнечных батарей не может превышать  $\psi_m \approx 40\%$ . Получаемые на практике максимальные КПД значительно меньше и, например, для кремниевых фотоэлементов в настоящее время не превышают 15—16%. Это объясняется тем, что значительная часть энергии растрачивается на поверхностную рекомбинацию, на выделение джоулева тепла внутри элемента, а также теряется при отражении.

Потери на поверхностную рекомбинацию можно уменьшить, используя гетеропереходы (§ VIII.5). На рис. 11.12 показана энергетическая диаграмма фотоэлемента с гетеропереходом, в котором освещаемая сторона состоит из полупроводника  $n$ -типа с шириной запрещенной зоны  $E_{g1}$ , а тыловая сторона — из полупроводника  $p$ -типа с шириной зоны  $E_{g2} < E_{g1}$ . В этом случае все фотоны с энергией  $\hbar\omega < E_{g1}$  поглощаются в  $n$ -области очень слабо и поэтому  $p$ - $n$ -переход может быть расположен дальше от поверхности фотоэлемента, чем в случае гомоперехода. Возникающий же барьер для дырок препятствует их движению к поверхности. При этом оказывается возможным увеличить толщину освещаемого слоя широко-

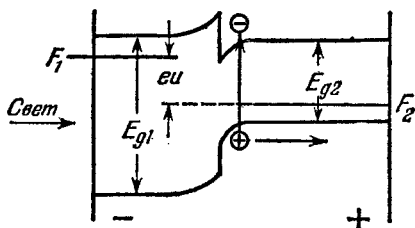


Рис. 11.12. Энергетическая диаграмма фотоэлемента с  $p$ - $n$ -гетеропереходом.

зонного полупроводника, а следовательно, и уменьшить внутреннее сопротивление фотоэлемента, что приводит к уменьшению потерь энергии на джоулево тепло.

Так как фотоны с энергией  $\hbar\omega > E_{g1}$  сильно поглощаются в  $n$ -области и практически не достигают  $p$ - $n$ -перехода, а фотоны с  $\hbar\omega < E_{g2}$  не генерируют электронно-дырочные пары в области перехода, то такие фотоэлементы чувствительны лишь к фотонам с энергией в интервале  $E_{g1} - E_{g2}$ . Используя гетеропереходы, возможно получить кпд, превышающие 20%.

## § 6. Поверхностная фотоэдс

Особым случаем вентиляльной фотоэдс является так называемая поверхностная фотоэдс. Она возникает вследствие существования вблизи поверхности потенциального барьера, вызванного поверхностными уровнями (§ X.1). При генерации светом электронно-дырочных пар вблизи поверхности, электроны и дырки разделяются в поле потенциального барьера, так же как и в поле  $p$ - $n$ -перехода, отчего заряд поверхности изменяется. Поэтому при освещении появляется дополнительная разность потенциалов между поверхностью и объемом.

Знак этой разности потенциалов зависит от знака поверхностного потенциала до освещения. Если  $Y_s < 0$  (у поверхности зоны искривлены вверх), то фотодырчки будут двигаться к поверхности, а фотоэлектроны — от поверхности и потенциал поверхности будет увеличиваться. Если  $Y_s > 0$ , то при освещении потенциал поверхности будет уменьшаться. В обоих случаях изгиб энергетических зон у поверхности при освещении уменьшается.

Поверхностную фотоэдс можно наблюдать с помощью «конденсаторного» метода, схема которого показана на рис. 11.13. Здесь исследуемый полупроводник  $П$  и прозрачный металлический электрод  $С$  (например, металлическая сетка) образуют обкладки конденсатора, который замкнут на сопротивление  $r$ . Если бы металлический электрод был вибрирующим, то мы имели бы известную схему Кельвина для измерения контактной разности потенциалов. Однако, что гораздо проще, металлический электрод можно сделать неподвижным, а полупроводник освещать прерывистым светом. Тогда возникающая при освещении поверхностная фотоэдс будет складываться (или вычитаться, в зависимости от ее знака) с темновой контактной разностью, и на сопротивлении  $r$  появится переменное

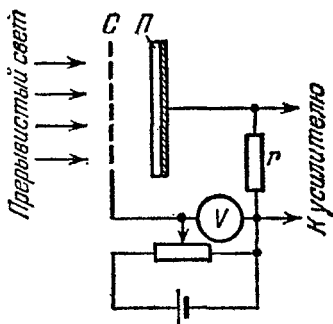


Рис. 11.13. Конденсаторный метод наблюдения фотоэдс.