

§ 4. Вентильная фотоэдс

Наиболее важным типом фотоэдс является так называемая *вентильная фотоэдс*. Она возникает в том случае, когда свет генерирует носители заряда вблизи потенциального барьера, т. е. при освещении контактов металл — полупроводник и p — n -переходов. Однако, вследствие сложной микроструктуры контактов полупроводника с металлом, мы ограничимся в дальнейшем наиболее ясным случаем p — n -переходов.

Следует различать две принципиально отличные схемы включения фотоэлемента с p — n -переходом. В первой из них фотоэлемент непосредственно замкнут на внешнюю нагрузку (рис. 11.5, *а*) и

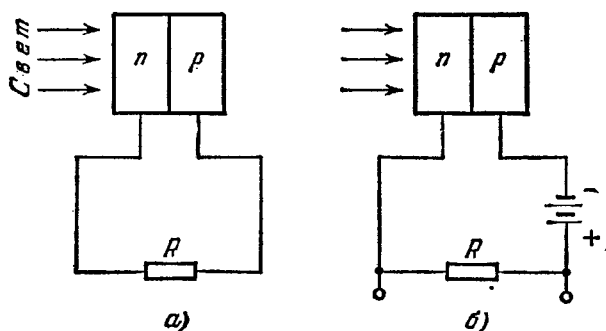


Рис. 11.5. Схемы включения фотоэлемента (*а*) и фотодиода (*б*).

является преобразователем световой энергии в электрическую. Такую схему включения мы будем называть «схемой фотоэлемента». Другая схема (рис. 11.5, *б*) содержит во внешней цепи еще источник тока, включенный так, чтобы на p — n -переходе было напряжение запорного знака. Это напряжение выбирают по возможности большим, но, конечно, меньше пробойного напряжения p — n -перехода. Такая схема получила название «схемы фотодиода». При этой схеме включения существующий в цепи ток (который в темноте есть ток насыщения p — n -перехода и в хороших диодах очень мал) сильно изменяется при освещении и, соответственно, изменяется и падение напряжения на нагрузочном сопротивлении R . При правильном выборе напряжения источника и внешнего сопротивления величина электрического сигнала может быть сделана намного большей, чем в схеме фотоэлемента, и поэтому фотодиоды широко применяются для регистрации и измерения световых сигналов. В дальнейшем мы будем рассматривать фотоэлементы только как источники тока.

Величина вентильной фотоэдс на несколько порядков больше, чем эдс Дембера и объемная фотоэдс. Коэффициент полезного действия вентильных фотоэлементов может быть сделан достаточно большим (см. ниже), и поэтому они находят техническое применение для прямого преобразования световой энергии в электрическую. В частности, вентильные фотоэлементы используются для создания солнечных батарей, широко применяемых на искусственных спутниках Земли и космических кораблях.

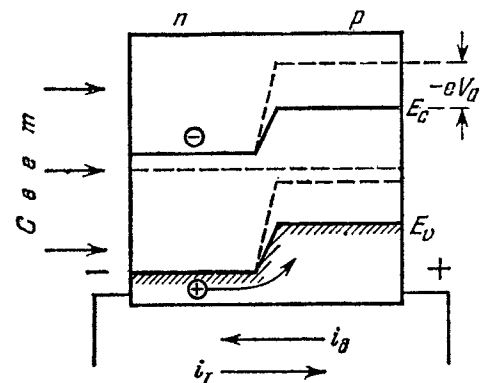


Рис. 11.6. Происхождение вентильной фотоэдс. Пунктиром показаны края энергетических зон в темноте.

Физическая причина возникновения вентильной фотоэдс заключается в том, что потенциальный барьер $p-n$ -перехода разделяет потоки фотодырок и фотоэлектронов. Положим, что сильно поглощаемое излучение падает на одну из граней кристалла, параллельную плоскости $p-n$ -перехода (рис. 11.6). Для определенности будем считать, что освещается n -область, и будем считать сначала, что фотоэлемент разомкнут. Фотоэлектроны и фотодырки будут диффундировать в глубь кристалла, и некоторая их доля, не успевая рекомбинировать (на поверхности и в объеме), достигнет $p-n$ -перехода. Однако для основных носителей — электронов — в $p-n$ -переходе существует потенциальный барьер, и поэтому практически все они не пройдут в p -область. Напротив, для неосновных носителей — дырок — потенциального барьера нет и все достигшие перехода дырки будут затягиваться полем перехода в глубь кристалла, создавая ток i_l . Если g_s — темп поверхностной генерации пар, а β — доля фотодырок, дошедших до перехода без рекомбинации, то

$$i_l = eg_s\beta S, \quad (4.1)$$

где S — освещаемая площадь. Вследствие появления «светового тока» i_l p -область будет заряжаться положительно, а n -область — отрицательно, и между электродами элемента появится разность потенциалов. Поэтому в фотоэлементе, который представляет собой обычный диод с $p-n$ -переходом, возникнет еще дополнительный ток i_d , обусловленный инжекцией дырок в n -область и электронов в p -область и направленный противоположно току i_l . Для «идеального» диода (нет рекомбинации в самом $p-n$ -переходе, токи утечки

малы, падением напряжения в толще кристалла можно пренебречь) этот ток дается формулой (VIII.1.4). В результате между разомкнутыми электродами фотоэлемента установится такое напряжение V_0 , при котором полный ток $i = i_l - i_d = 0$.

Если электроды фотоэлемента замкнуты на внешнюю нагрузку, то напряжение между ними u будет меньше V_0 и токи i_l и i_d уже не будут компенсировать друг друга. Поэтому в цепи возникнет ток

$$i = i_l - i_d = i_l - i_s (e^{\alpha u} - 1), \quad (4.2)$$

где $\alpha = e/kT$, а i_s есть ток насыщения. Соотношение (4.2) является основным в теории вентильных фотоэлементов.

Зависимость i от u для идеального вентильного фотоэлемента показана на рис. 11.7. Кривая 1 дает зависимость темнового тока от напряжения и представляет собой обычную вольтамперную характеристику тонкого p - n -перехода. При освещении все точки этой кривой сдвигаются вверх на одну и ту же величину i_l (кривая 2). Вследствие этого при $i = 0$ (разомкнутая цепь) напряжение на фотоэлементе не равно нулю, а значит, в нем развивается некоторая эдс V_0 . Аналогично, при $u = 0$ (короткое замыкание) в цепи существует ток короткого замыкания. Его величина равна световому току i_l .

Из сказанного видно, что свойства идеального вентильного фотоэлемента можно описать с помощью эквивалентной схемы из параллельно соединенных генератора тока и идеального диода (рис. 11.8, а). При этом, согласно закону Кирхгофа, $i_l = i_d + i$, что и приводит к формуле (4.2).

Полагая в формуле (4.2) $i = 0$ (разомкнутая цепь), находим, что эдс элемента равна

$$V_0 = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{i_l}{i_s} \right). \quad (4.3)$$

С увеличением освещенности (увеличением i_l) эдс увеличивается, однако не пропорционально i_l , а по логарифмическому закону. Конечно, это увеличение происходит не беспредельно, так как при возрастании освещенности уменьшается высота потенциального барьера в p - n -переходе, и, когда барьер становится порядка kT , увеличение эдс прекращается. Отсюда следует, что эдс не может превышать контактную разность потенциалов между p - и n -обла-

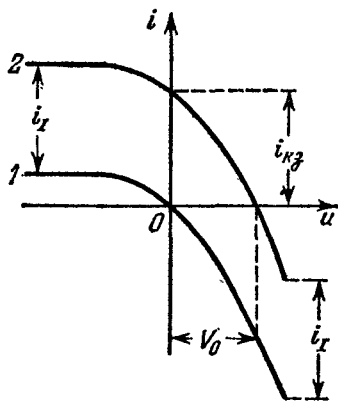


Рис. 11.7. Вольтамперная характеристика идеального фотоэлемента в темноте (1) и при освещении (2).

стями. Для наиболее выгодного случая, когда (без освещения) уровень Ферми расположен вблизи краев энергетических зон, $V_{0\max} \simeq E_g/e$. Это дает, например, для германия при комнатной температуре $V_{0\max} \simeq 0,6$ В, а для кремния $V_{0\max} \simeq 1$ В.

Оценим еще величину тока короткого замыкания. Для этого рассмотрим опять конкретный пример германия и прямого, несфокусированного солнечного излучения ($g_s \sim 10^{17}$ см⁻² с⁻¹). Полагая для оценки в формуле (4.1) $\beta = 1$, мы находим $i_I/S \sim 10^{-19} \cdot 10^{17} \sim 10^{-2}$ А/см² = 10 мА/см².

В реальном фотоэлементе необходимо учитывать, во-первых, распределенное сопротивление p - и n -областей и, во-вторых, наличие утечки по поверхности. Поэтому мы приходим к более сложной

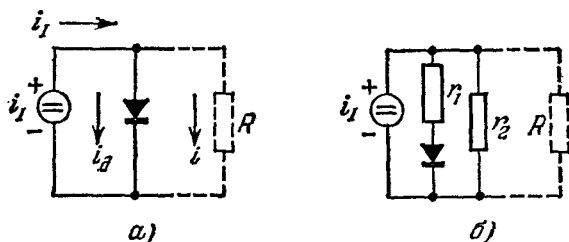


Рис. 11.8. Эквивалентные схемы идеального (а) и реального (б) вентильных фотоэлементов.

эквивалентной схеме, показанной на рис. 11.8, б, где r_1 есть сопротивление кристалла в обеих областях, а r_2 — сопротивление утечки.

Наличие сопротивления r_1 проявляется в зависимости тока короткого замыкания от освещенности. Согласно формуле (4.1) ток короткого замыкания идеального фотоэлемента $i_{кз} = i_I$ должен быть пропорционален g_s , т. е. освещенности. Это действительно и наблюдается в широкой области изменения g_s . Однако при очень больших освещенностях увеличение $i_{кз}$ становится слабее. Это объясняется тем, что при коротком замыкании внешних контактов элемента на самом p - n -переходе напряжение не равно нулю, а равно $i r_1$, причем потенциал p -области оказывается положительным относительно n -области. Поэтому появляется ток диода i_d , противоположный световому току i_I , что и приводит к уменьшению $i_{кз}$.

Приведенные выше простые рассуждения объясняют происхождение вентильной фотоэдс и общие ее особенности. Однако при этом мы, во-первых, не выяснили, от чего зависит коэффициент β , учитывающий потери на рекомбинацию. Во-вторых, мы ничего не говорили о токе насыщения i_s . Хотя в § VIII.1 мы уже вычисляли ток насыщения диода p - n -перехода, эти расчеты относились к «толстому» диоду, у которого толщины p - и n -областей не малы

по сравнению с длинами диффузии. Между тем в вентильных фотоэлементах толщину освещаемой области делают по возможности малой, чтобы увеличить коэффициент β , 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

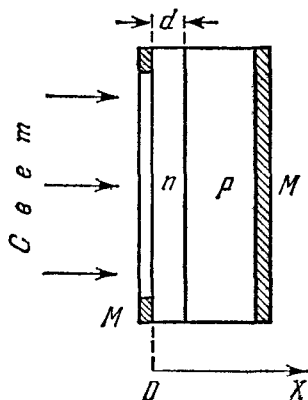


Рис. 11.9. К диффузионной теории вентильного фотоэлемента.