

ного эффекта. В этом случае  $\chi_{\text{эфф}} = E_0 - E_c$  становится отрицательным. Это значит, что для выхода электрона в вакуум его достаточно только перевести на уровень  $E_c$ . Соответственно пороговая энергия фотонов еще уменьшается и становится  $\hbar\omega_{\text{min}} \simeq E_g$ . Используя полупроводники с отрицательным эффективным электронным сродством, оказывается возможным сильно увеличить квантовый выход фотокатодов (примерно на два порядка) и сделать их чувствительными для близкой инфракрасной области спектра. Таким же способом можно существенно увеличить и эффективность эмиттеров вторичных электронов, в которых возбуждение электронов происходит не под действием света, а в результате бомбардировки эмиттера пучком первичных электронов.

3. Поверхностные уровни могут сильно проявляться в электрических свойствах прижимных контактов металл — полупроводник. В §§ VI.11, VI.12 мы видели, что вольтамперная характеристика идеального контакта должна существенно зависеть от контактной разности металл — полупроводник, а следовательно, и от работы выхода металла. Эту «действующую» контактную разность можно определить, исследуя температурную зависимость дифференциального сопротивления контакта при нулевом напряжении (§ VI.13). Однако, как уже упоминалось, для некоторых полупроводников, например для германия и кремния, на опыте не наблюдается никакой корреляции между работой выхода металла и нулевым сопротивлением контакта. Это объясняется тем, что в таких полупроводниках поверхностная концентрация уровней очень велика и поэтому искривление зон в них обусловлено главным образом зарядом поверхности, а не контактным полем.

## § 5. Скорость поверхностной рекомбинации

Поверхностные уровни энергии, так же как и локальные уровни примесных атомов в объеме, могут участвовать в рекомбинации и тепловой генерации электронов и дырок и поэтому могут сильно влиять на их времена жизни. Влияние поверхности на кинетику электронных процессов принято характеризовать *скоростью поверхностной рекомбинации*. К этому понятию мы приходим следующим образом.

Пусть  $R_{ps}$  есть суммарный темп рекомбинации дырок на поверхности, т. е. разность темпов захвата и обратного теплового выброса, рассчитанных на единицу поверхности и единицу времени. Обозначим, далее, через  $p_s$  концентрацию дырок у поверхности в слое объемного заряда (рис. 10.18). В равновесии, когда  $p_s = p_{s0}$ ,  $R_{ps} = 0$ . Тогда, аналогично тому как мы поступали, рассматривая темп объемной рекомбинации (§ VII.2), формально можно написать

$$R_{ps} = s'_p (p_s - p_{s0}) = s'_p \delta p_s. \quad (5.1)$$

Аналогично, для суммарного темпа поверхностной рекомбинации электронов можно положить

$$R_{ns} = s'_n (n_s - n_{s0}) = s'_n \delta n_s. \quad (5.2)$$

Эти соотношения иногда рассматривают как первые члены разложения функций  $R_{ps}$  и  $R_{ns}$  по степеням переменных  $\delta p_s$  и  $\delta n_s$  соответственно. Однако фактически каждый из коэффициентов  $s'_p$  и  $s'_n$  может сам зависеть от обеих переменных  $\delta p_s$  и  $\delta n_s$ .

Однако выражения для  $R_{ps}$  и  $R_{ns}$  принято записывать несколько иначе. Рассмотрим некоторую плоскость  $x = 0$ , лежащую вблизи

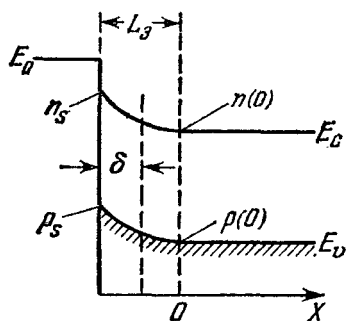


Рис. 10.18. К определению понятия скорости поверхностной рекомбинации.

границы слоя объемного заряда, но за его пределами (где зоны уже не искривлены), и обозначим через  $p(0)$  и  $n(0)$  концентрации дырок и электронов в этой плоскости (рис. 10.18). Положим, что толщина слоя объемного заряда (порядка длины экранирования  $L_0$ ) меньше длин диффузии дырок и электронов  $L_p$  и  $L_n$ . Тогда приближенно рекомбинацией внутри слоя объемного заряда можно пренебречь. Это условие обычно выполняется для технически важных полупроводников — германия и (несколько хуже) кремния (хотя в других полупроводниках оно может и не иметь места). Пусть, далее, темп поверхностной рекомбинации дырок  $R_{ps}$  намного меньше каждого из потоков — диффузии и дрейфа дырок у поверхности. То же самое будем предполагать справедливым и для электронов. При этих условиях можно считать, что токи диффузии и токи дрейфа в слое объемного заряда приблизительно уравнивают друг друга, т. е. что в дырочном и электронном газах имеется диффузионно-дрейфовое равновесие (ср. § VII.3). В этом случае между концентрациями  $p_s$  и  $p(0)$  существует однозначная связь, такая же, как и в условиях равновесия. В частности, для невырожденного полупроводника мы имеем

$$p_s = p(0) e^{-Y_s}, \quad n_s = n(0) e^{Y_s}. \quad (5.3)$$

Тогда вместо (5.1) и (5.2) можно написать

$$R_{ps} = s_p [p(0) - p_0] = s_p \delta p(0), \quad R_{ns} = s_n [n(0) - n_0] = s_n \delta n(0), \quad (5.4)$$

где  $p_0$  и  $n_0$  — равновесные концентрации в объеме полупроводника. Коэффициенты  $s_p$  и  $s_n$  имеют размерность скорости и обычно выражаются в см/с. Они получили название скорости поверхностной рекомбинации для дырок и, соответственно, для электронов. Вели-

чины  $s_p$  и  $s_n$  в общем случае не равны друг другу. Кроме того, они могут сами зависеть от  $\delta p$  и  $\delta n$ . Таким образом, при выполнении указанных двух условий мы можем под «поверхностью» полупроводника понимать собственно его поверхность и прилегающий к ней слой объемного заряда.

Если полупроводник находится в стационарном (но неравновесном) состоянии и нарушение равновесия мало, то можно ввести некоторую единую скорость поверхностной рекомбинации  $s$ , не зависящую от  $\delta p$  и  $\delta n$ . Действительно, в стационарном состоянии мы имеем

$$R_{ps} = R_{ns} = R_s = s_p \delta p(0) = s_n \delta n(0). \quad (5.5)$$

С другой стороны, рассматривая рекомбинацию в объеме, мы видели (§ IX.6), что темп объемной рекомбинации  $R \sim (pn - p_0 n_0)$ . В § 8 мы увидим, что аналогичный результат справедлив и для рекомбинации через поверхностные уровни, а именно  $R_s \sim (n(0)p(0) - n_0 p_0)$  (ср. формулу (8.4), в которой при  $L_s \ll L$  можно заменить в числителе  $n_s p_s$  на  $n(0)p(0)$ ). Поэтому можно написать

$$R_s = s \frac{n(0)p(0) - n_0 p_0}{n_0 + p_0}, \quad (5.6)$$

где  $s$  есть некоторый коэффициент, имеющий размерность скорости поверхностной рекомбинации. Полагая здесь  $n(0) = n_0 + \delta n(0)$ ,  $p(0) = p_0 + \delta p(0)$  и линеаризуя это выражение, имеем

$$R_s = s \frac{n_0}{n_0 + p_0} \delta p(0) + s \frac{p_0}{n_0 + p_0} \delta n(0). \quad (5.7)$$

Подставляя сюда из формулы (5.5)  $\delta p(0) = R_s/s_p$  и  $\delta n(0) = R_s/s_n$  и разрешая полученное уравнение относительно  $s$ , находим

$$s = s_p s_n \left( s_n \frac{n_0}{n_0 + p_0} + s_p \frac{p_0}{n_0 + p_0} \right)^{-1}. \quad (5.8)$$

В полупроводнике  $n$ -типа, когда выполняются условия  $n_0 \gg p_0$ ,  $s_n n_0 \gg s_p p_0$ , мы имеем  $s \simeq s_p$ . При этом вторым слагаемым в формуле (5.7) обычно можно пренебречь. Напротив, в полупроводнике  $p$ -типа и при условиях  $p_0 \gg n_0$ ,  $s_p p_0 \gg s_n n_0$  получается  $s \simeq s_n$  и, кроме того, первое слагаемое в формуле (5.7) мало по сравнению со вторым. Следовательно, в обоих случаях  $s$  совпадает со скоростью поверхностной рекомбинации неосновных носителей. Этот результат имеет простой физический смысл. Рекомбинация через поверхностные уровни, так же как и через объемные уровни, есть двухступенчатый процесс, состоящий из захвата дырки и захвата электрона. «Узким» местом процесса является захват неосновных носителей, концентрация которых при малом уровне возбуждения остается очень малой по сравнению с концентрацией основных носителей, и поэтому темп рекомбинации определяется темпом захвата неосновных носителей.

Положим теперь, что под влиянием каких-либо внешних воздействий, например при освещении полупроводника сильно поглощаемым светом, происходит поверхностная генерация электронно-дырочных пар. При этом, говоря о «поверхностной генерации», мы имеем в виду, что генерация происходит в тонком слое вблизи поверхности, толщина которого  $\delta \lesssim L_s$  (рис. 10.18). Пусть темп поверхностной генерации есть  $g_s$ . Для случая оптической генерации

$$\delta \sim \frac{1}{\gamma}, \quad g_s = I\nu,$$

где  $\gamma$  — коэффициент поглощения света,  $I$  — освещенность, а  $\nu$  — квантовый выход внутреннего фотоэффекта (§ VII.4). Если все фотоны успевают поглотиться в слое объемного заряда (который мы включаем в понятие «поверхность»), то  $g_s$  не зависит от  $\gamma$ . Тогда условие баланса для неравновесных носителей заряда, например для дырок, у поверхности дает

$$g_s = \frac{1}{e} j_p(0) + s_p \delta p(0), \quad (5.9)$$

где  $j_p(0)$  — плотность дырочного тока у поверхности. Аналогичное соотношение справедливо для неравновесных электронов. При этом поток частиц считается положительным, если он направлен от поверхности вглубь полупроводника. Если  $g_s \neq 0$ , то  $j_p(0) > 0$  и, следовательно, возникает поток частиц от поверхности. При  $g_s = 0$  мы имеем  $j_p(0) < 0$ . В этом случае появляется поток, направленный к поверхности, равный темпу исчезновения частиц вследствие рекомбинации.

В § VII.8 мы видели, что совместные диффузия и дрейф неравновесных дырок и электронов определяются неосновными носителями заряда. Поэтому соотношение (5.9), написанное для неосновных носителей заряда, определяет граничные условия задачи о вычислении распределения неравновесных дырок и электронов в полупроводниках конечных размеров.

Поверхностная рекомбинация проявляется, хотя и в разной степени, во всех неравновесных электронных процессах. Ниже рассмотрены некоторые примеры.

## § 6. Влияние поверхностной рекомбинации на фотопроводимость

*а. Стационарная фотопроводимость при объемной однородной генерации.* Будем считать, что образец имеет форму прямоугольной пластинки с ребрами  $2A$ ,  $2B$  и  $2C$  (рис. 10.19), причем  $A \ll B, C$ . В этом случае концентрации  $\delta p$  и  $\delta n$  будут зависеть лишь от одной координаты  $z$ .

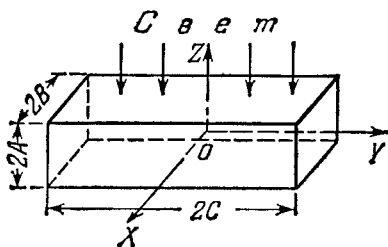


Рис. 10.19. К расчету фотопроводимости в тонких пластинках.

Положим, что пластинка освещается со стороны широкой грани, а коэффициент поглощения света и толщина пластинки  $2A$  таковы, что  $2A\gamma \lesssim 1$ . Тогда, приближенно можно считать генерацию электронно-дырочных пар только объемной и притом однородной. В дальнейшем мы будем также предполагать, что концентрация ловушек в объеме мала, так что  $\delta p = \delta n$  и, соответственно, объемное время жизни  $\tau_p = \tau_n = \tau$ . Скорости поверх-