где γ — коэффициент поглощения света, I — освещенность, а ν — 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 γ. Тогда условие баланса для неравновесных носителей заряда, например для дырок, у поверхности дает

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

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 δp и δn будут зависеть лишь от одной координаты z. 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-

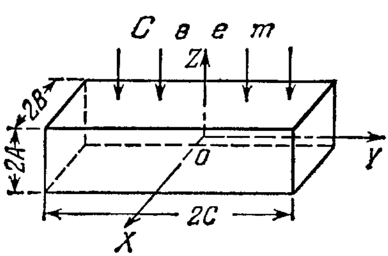

Рис. 10.19. К расчету фотопроводимости в тонких пластинках.

ностной рекомбинации неосновных носителей заряда на обеих гранях будем считать одинаковыми.

Уравнение непрерывности для данного случая имеет вид

$$D\frac{d^2p}{dz^2}-\frac{\delta p}{\tau}+g=0, \tag{6.1}$$

где вместо D нужно подставить коэффициент диффузии неосновных носителей. Граничные условия получаются из формулы (5.9):

$$\mp D\left.\frac{d\delta p}{dz}\right|_{z=\pm A}=s\cdot\delta p\,|_{z=\pm A}. \tag{6.2}$$

Здесь положено $g_s=0$, а s отвечает неосновным носителям. Тогда решение имеет вид

$$\delta p=g\tau\left(1-\frac{S}{S\operatorname{ch}\frac{A}{L}+\operatorname{sh}\frac{A}{L}}\operatorname{ch}\frac{z}{L}\right). \tag{6.3}$$

Здесь $L=\sqrt{D\tau}$ — длина диффузии, а

$$S=\frac{sL}{D} \tag{6.4}$$

есть безразмерная скорость поверхностной рекомбинации.

Если бы поверхностной рекомбинации не было ($S=0$), то концентрация фотодырок была бы равной $\delta p=g\tau$ и постоянной по объему. При $S\neq 0$ концентрация фотодырок уменьшается в каждой точке, а их распределение становится неоднородным (рис. 10.20).

Найдем еще среднюю концентрацию фотодырок $\overline{\delta p}$. Так как

$$\int_{-A}^{+A}\operatorname{ch}\frac{z}{L}\cdot dz=\frac{1}{2}\int_{-A}^{+A}\left(e^{z/L}+e^{-z/L}\right)dz=2L\operatorname{sh}\frac{A}{L},$$

то

$$\overline{\delta p}=\frac{1}{2A}\int_{-A}^{+A}\delta p\cdot dz=g\tau\left(1-\frac{S\frac{L}{A}\operatorname{sh}\frac{A}{L}}{S\operatorname{ch}\frac{A}{L}+\operatorname{sh}\frac{A}{L}}\right). \tag{6.5}$$

Концентрации фотоэлектронов δn и $\overline{\delta n}$ будут выражаться теми же формулами (6.3) и (6.5). Поэтому, если к торцам пластинки приложено напряжение, то в пластинке возникнет фототок, плотность которого будет

$$\Delta j=e\left(\mu_p+\mu_n\right)\overline{\delta p}\,\mathcal{E}, \tag{6.6}$$

где $\mathcal{E}$ — напряженность электрического поля внутри пластинки.

Из сказанного видно, что поверхностная рекомбинация уменьшает фотоответ, и тем сильнее, чем меньше толщина пластинки.

Для очень тонких пластинок ($A/L\ll 1$) можно положить

$$\operatorname{ch}\frac{A}{L}\simeq 1,\qquad \operatorname{sh}\frac{A}{L}\simeq\frac{A}{L},$$

и тогда формула (6.5) дает

$$\overline{\delta p}=\overline{\delta n}\simeq g\tau\frac{A/L}{S+\frac{A}{L}}.$$

При уменьшении A/L концентрации $\overline{\delta p}$ и $\overline{\delta n}$, а значит, и фотопроводимость неограниченно уменьшаются. Физический смысл этого результата заключается в том, что, уменьшая толщину пластинки, мы уменьшаем ее объем и, следовательно, полную генерацию электронно-дырочных пар. Рекомбинация же при этом остается прежней, так как поверхность пластинки не изменяется.

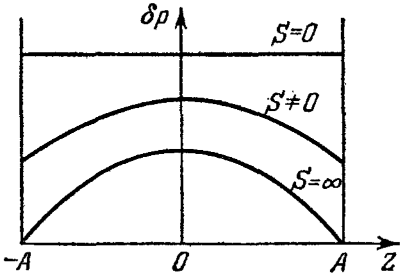

Рис. 10.20. Стационарное распределение фотодырок в тонкой пластинке при разной скорости поверхностной рекомбинации. Однородная генерация в объеме.

б. Стационарная фотопроводимость при поверхностной генерации. Рассмотрим теперь другой крайний случай, когда одна поверхность пластинки освещается сильно поглощаемым светом. В этом случае объемная генерация $g=0$. Пластинку будем считать «толстой», т. е. $2A\gg L$. Ось Z направим в глубь пластинки и будем теперь отсчитывать z от освещенной поверхности. Тогда граничные условия будут

$$z=0:\quad g_s=-D\frac{dp}{dz}+s\,\delta p;\qquad z\to\infty:\quad \delta p\to 0. \tag{6.7}$$

Решение уравнения непрерывности при втором граничном условии есть

$$\delta p=\delta n=\delta p\,(0)\,e^{-z/L}. \tag{6.8}$$

Значение граничной концентрации $\delta p\,(0)$ определяется первым граничным условием. Оно дает

$$g_s=\frac{D}{L}\delta p\,(0)+s\,\delta p\,(0),$$

а следовательно,

$$\delta p\,(0)=\frac{L}{D}\frac{g_s}{1+S}. \tag{6.9}$$

Если к торцам пластинки приложено напряжение и в пластинке имеется электрическое поле $\mathscr{E}$, параллельное освещаемой поверхности (скажем, в направлении оси Y, рис. 10.19), то полная сила фототока равна

$$\Delta i=e\,(\mu_p+\mu_n)\,2B\mathscr{E}\int_0^\infty\delta p\cdot dz=e\,(\mu_p+\mu_n)\,2BL\,\delta p\,(0)\,\mathscr{E},$$

где $2B$ — ширина пластинки. Поэтому, учитывая (6.9), имеем

$$\Delta i=e\,(\mu_p+\mu_n)\,2B\,\frac{g_s\tau}{1+S}\,\mathscr{E}. \tag{6.10}$$

И в этом случае поверхностная рекомбинация уменьшает величину фототока, а ее влияние определяется безразмерной величиной S.

Обобщение формулы (6.10) на случай $\tau_p \neq \tau_n$ (а также на случай наличия магнитного поля) будет дано в Приложении VII.

§ 7. Затухание фотопроводимости в тонких пластинках и нитевидных образцах

Поверхностная рекомбинация изменяет не только стационарную фотопроводимость, но и кинетику ее установления и затухания. Рассмотрим этот вопрос на примере тонкой пластинки с $A \ll B, C$ (рис. 10.19). Положим, что в момент времени $t = 0$ объемная генерация выключается, и найдем закон убывания во времени концентрации избыточных носителей. В этом случае мы должны рассматривать зависящее от времени уравнение непрерывности, которое в отсутствие внешнего электрического поля есть

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{\delta p}{\tau_{об}}. \tag{7.1}$$

Здесь объемное время жизни мы отметили индексом «об», чтобы его не смешивать с временем затухания фотопроводимости. Граничные условия имеют тот же вид, что и в § 6, и выражаются формулой (5.9) при $z = \pm A$ и $g_s = 0$. Из симметрии задачи следует ожидать, что решение (7.1) будет симметрично относительно плоскости $z = 0$.

Нетрудно видеть, что общее решение уравнения (7.1) можно записать в виде

$$\delta p(t,\ z) = \sum_{m=1}^{\infty} \alpha_m e^{-t/\tau_m} \cos maz, \tag{7.2}$$

где m — целые числа, а α_m, τ_m и a — постоянные. Действительно, подставляя выражение (7.2) в уравнение (7.1), мы находим, что это уравнение удовлетворяется при условии, что между τ_m и a выполняется соотношение

$$\frac{1}{\tau_m} = \frac{1}{\tau_{об}} + Da^2m^2. \tag{7.3}$$

Полагая в (7.2) $t = 0$, мы также видим, что α_m суть коэффициенты разложения в ряд Фурье начального распределения носителей $\delta p\ (0,\ z)$.

Из формулы (7.2) видно, что затухание δp выражается суммой экспонент и, следовательно, сложным, не экспоненциальным законом. Однако, как показывает формула (7.3), характеристические времена τ_m быстро уменьшаются с увеличением m. Поэтому, если исключить начальный период затухания, приближенно можно пользоваться асимптотическим решением, оставив в формуле (7.2)