Глава XI

ФОТОЭЛЕКТРОДВИЖУЩИЕ СИЛЫ

§ 1. Роль неосновных носителей

При освещении полупроводника не только изменяется его электропроводность, но возникают также электродвижущие силы. Общая причина возникновения фотоэдс, по крайней мере в наиболее важных известных случаях, одна и та же и заключается в диффузии фотоэлектронов и фотодырок. Диффундируя от места своего возникновения, неравновесные носители заряда создают направленные потоки, что эквивалентно появлению сил некулоновского происхождения, или, иначе, «сторонних» сил.

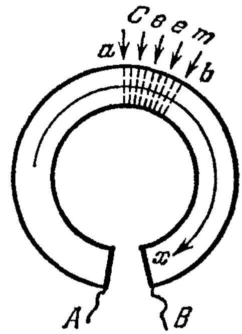

Рис. 11.1. Цепь с частично освещенным полупроводником.

Несмотря на общую причину происхождения, оказывается удобным говорить о разных типах фотоэдс в зависимости от особенностей полупроводниковой структуры и условий опыта. Однако сначала мы остановимся на общем условии, необходимом для возникновения фотоэдс.

Чтобы сделать рассуждения наиболее простыми, рассмотрим полупроводник в виде кольца, часть которого ab освещается (рис. 11.1). Кольцо имеет узкий разрез с одинаковыми металлическими электродами A и B для измерения эдс. Полупроводник может быть неоднородным и даже может состоять из нескольких различных веществ. Однако мы будем считать, что разрез сделан в таком месте кольца, где химический состав полупроводника одинаков, а концентрации неравновесных носителей заряда δp и δn равны нулю. При этих условиях контакты не будут давать вклада в эдс. Будем также считать, что подвижности электронов и дырок не изменяются при освещении (условие этого см. в § VII.4). Тогда нетрудно видеть, что фотоэдс в *стационарном* режиме возможна лишь в том случае, когда свет генерирует носители заряда *обоих* знаков.

Пусть концентрации δp и δn зависят только от одной координаты x (толщина кольца мала по сравнению с длинами диффузии дырок и электронов). Тогда в результате диффузии дырок и электронов, созданных светом, в неосвещенные части полупроводника в кольце появятся токи с плотностями

$$j_p = \sigma_p \mathscr{E} - eD_p \frac{dp}{dx}, \qquad j_n = \sigma_n \mathscr{E} + eD_n \frac{dn}{dx}.$$

Полная плотность тока будет

$$j = j_p + j_n = \sigma \left(\mathscr{E} + e \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\sigma} \right),$$

где $\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$ — полная электропроводность в данном месте. С другой стороны, согласно закону Ома для проводника с эдс, можно написать

$$j = \sigma (\mathscr{E} + \mathscr{E}^*),$$

где $\mathscr{E}^*$ — напряженность поля сторонних сил. Сравнивая оба выражения для j, находим

$$\mathscr{E}^* = \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\mu_p p + \mu_n n}. \tag{1.1}$$

Отметим, что $\mathscr{E}^*$ совпадает по величине с полем амбиполярной диффузии, но отличается от него по знаку (ср. формулу (VII.8.2)).

Полная фотоэдс в кольце, согласно общему определению эдс, равна

$$V_0 = \oint \mathscr{E}^* \, dx = \oint \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\mu_p p + \mu_n n} dx, \tag{1.2}$$

где интегрирование производится вдоль всего кольца. Если в кольце сделать разрез в той его части, где уже не имеется неравновесных носителей заряда, то между концами A и B (рис. 11.1) появится разность потенциалов, выражаемая формулой (1.2). Исследуем теперь подробнее полученное общее выражение для фотоэдс.

Неоднородный полупроводник. Освещения нет. В этом случае $n_0(x)$ и $p_0(x)$ суть равновесные концентрации, которые связаны между собой законами равновесной статистики (гл. V). В частности, для невырожденного полупроводника

$$n_0 p_0 = n_i^2, \qquad \frac{1}{p_0} \frac{dp_0}{dx} = -\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dx}. \tag{1.3}$$

Кроме того, для μ и D справедливо соотношение Эйнштейна: $D/\mu = kT/e$. Поэтому

$$D_n \frac{dn_0}{dx} - D_p \frac{dp_0}{dx} = \frac{kT}{e} (\mu_p p_0 + \mu_n n_0) \frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dx},$$

и, следовательно, эдс равна

$$V_0 = \frac{kT}{e} \oint \frac{dn_0}{n_0} = 0, \tag{1.4}$$

так как под знаком интеграла стоит полный дифференциал. Отметим, что в окончательной формуле выпали все индивидуальные характеристики полупроводника (n_i, μ_p и μ_n). Поэтому полученный результат справедлив и для любой комбинации различных полупроводников, если только система находится в термодинамическом равновесии.

Однородный полупроводник. Освещение есть. Положим

$$p = p_0 + \delta p, \qquad n = n_0 + a\,\delta p, \qquad \frac{dn_0}{dx} = \frac{dp_0}{dx} = 0.$$

Здесь введением множителя a мы учли возможное прилипание носителей на ловушки. Тогда

$$D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} = \frac{kT}{e}(a\mu_n - \mu_p)\frac{d(\delta p)}{dx}$$

и для эдс получается

$$V_0 = \frac{kT}{e}(a\mu_n - \mu_p)\oint \frac{d(\delta p)}{\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + (\mu_p + a\mu_n)\,\delta p}. \tag{1.5}$$

Здесь опять подынтегральное выражение есть полный дифференциал, а именно — от функции

$$\frac{\ln[\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + (\mu_p + a\mu_n)\,\delta p]}{\mu_p + a\mu_n},$$

и поэтому снова $V_0 = 0$.

Неоднородный полупроводник. Свет создает только основные носители. Будем рассматривать, для определенности, полупроводник n-типа. Тогда, учитывая соотношение (1.3), в формуле (1.2) можно считать

$$D_n \frac{dn}{dx} \gg D_p \frac{dp}{dx} = D_p \frac{dp_0}{dx}, \qquad \mu_n n \gg \mu_p p = \mu_p p_0.$$

Поэтому

$$V_0 = \frac{kT}{e}\oint \frac{dn}{n} = 0, \tag{1.6}$$

так как мы опять приходим к полному дифференциалу.

Таким образом, для возникновения фотоэдс необходимо, чтобы подынтегральное выражение в формуле (1.2) не являлось полным дифференциалом. А для этого, как мы видим, полупроводник, во-первых, должен быть неоднородным и, во-вторых, необходимо, чтобы *свет создавал такие носители заряда, знак которых противоположен знаку темновых носителей заряда.*

Во избежание недоразумения в дальнейшем, отметим, что, говоря о невозможности фотоэдс в однородных полупроводниках, мы имеем в виду однородность в той области, где существуют неравновесные фотодырки и фотоэлектроны. Это, однако, не относится к случаю однородного кристалла конечных размеров, граница которого освещается (см. § 2). Здесь в области существования фотоносителей имеется «неоднородность», создаваемая самой границей, и поэтому фотоэдс возможна.

§ 2. Фотоэдс в однородных полупроводниках

Рассмотрим полупроводник прямоугольной формы, одна из граней которого освещается сильно поглощаемым светом. Для определенности возьмем полупроводник n-типа. Для простоты расчетов мы будем также предполагать, что а) концентрация ловушек мала ($\delta n = \delta p$) и б) освещение не очень сильное, так что электропроводность σ при освещении в любой точке мало отличается от темновой электропроводности σ_0. Тогда формула (1.2) дает

$$V_0 = \frac{e}{\sigma_0}(D_n - D_p)\int\limits_0^d dp = \frac{e}{\sigma_0}(D_n - D_p)[\delta p(d) - \delta p(0)], \qquad (2.1)$$

где d — толщина образца, а δp (0) и δp (d) — концентрации фотоносителей у освещенной и, соответственно, у задней поверхности. Здесь, очевидно, достаточно интегрировать только по толщине пластинки, так как в остальной части цепи $\mathcal{E}^* = 0$.

Если d хотя бы в несколько раз превышает длину диффузии L, то $\delta p(d) \ll \delta p(0)$. Избыточную концентрацию для «толстой» пластинки мы уже вычислили раньше (§ X.6):

$$\delta p(0) = \frac{L}{D}\frac{g_s}{1+S}, \qquad (2.2)$$

где D — коэффициент амбиполярной диффузии, а остальные обозначения имеют прежний смысл. Поэтому окончательно получаем

$$V_0 = -\frac{e}{\sigma_0}\frac{D_n - D_p}{D_p}L\frac{g_s}{1+S}. \qquad (2.3)$$

На рис. 11.2 показаны знаки заряда граней для случая $D_n > D_p$, направления поля амбиполярной диффузии $\mathcal{E}$ и сторонней силы $\mathcal{E}^*$. Электроны, диффундирующие быстрее, заряжают нижнюю поверхность отрицательно, а на освещенной грани появляется положительный заряд. Рассмотренная фотоэдс, возникающая вследствие различия коэффициентов диффузии электронов и дырок, получила название эдс *Дембера*.

Величина эдс Дембера невелика. Примем для оценки $(D_n - D_p)/D_p \simeq 1$, $L \sim 0{,}1$ см, $\sigma_0 \sim 1$ Ом$^{-1}$см$^{-1}$, что типично, например, для германия. Безразмерную скорость поверхностной рекомбинации положим $S \ll 1$. Пусть, далее, образец освещается