

1) область *a*, где $\tau = \tau_{n0}$. Когда уровень Ферми проходит в этой области, все примесные уровни свободны и число дырок в валентной зоне велико. Любой электрон, появившийся в зоне проводимости, тотчас же сваливается в ловушку и вслед за этим на пустое место в валентной зоне. В этом случае весь процесс ограничивается скоростью захвата электронов, поэтому время жизни пары

$$\tau = \frac{1}{C_n} = \tau_{n0};$$

2) область *b*; здесь ловушки еще почти все пусты, но число пустых мест в валентной зоне (т. е. число дырок в валентной зоне) начинает ограничивать рекомбинацию. Электрон может, не даввшись прихода дырки, вновь уйти в зону проводимости, поэтому время жизни растет по мере подъема уровня Ферми;

3) на участке *в* число электронов на примесных уровнях по-прежнему достаточно, но число свободных электронов в зоне проводимости уже мало и начинает ограничивать вероятность рекомбинации;

4) аналогичные рассуждения можно провести для верхней половины зоны; здесь мы уже имеем дело с ярко выраженными образцами *n*-типа. Все ловушки забиты, и весь процесс лимитируется скоростью захвата дырок.

9.3. ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

До сих пор мы рассматривали только изменение проводимости под действием света. Для того чтобы освещение полупроводника вызвало появление в цепи электродвижущей силы (фото-э. д. с.), должно выполняться одно из следующих двух условий:

а) либо освещение должно быть неоднородным, т. е. в различных элементах объема полупроводника должно поглощаться различное количество фотонов и соответственно появляться различное количество фотоносителей. Наличие градиента концентрации фотоносителей будет вызывать их диффузию и за счет этого возникнет фото-э. д. с. (если диффузия дырок и электронов не будет абсолютно одинакова);

б) либо освещаемый полупроводник должен быть неоднородным, в этом случае распределение концентрации фотоносителей также может быть непостоянным и вследствие этого может возникнуть фото-э. д. с.

Рассмотрим коротко три фотовольтаических эффекта: эффект Дембера, фотомагнитный эффект Кикоина — Носкова и вентильный фотоэффект.

Эффект Дембера. Если на поверхность полупроводника падает свет, энергия квантов которого достаточна для генерации фотоносителей, и коэффициент поглощения света при этом достаточно велик, то свет будет поглощаться в основном в приповерхностном слое полупроводника и в этом слое будут создаваться фотоносители. Это как раз и есть случай неоднородной освещенности полупроводника, упомянутый выше. Электроны или дырки (или и те и другие) будут при этом диффундировать в область с меньшей освещенностью и за счет этого возникнет э. д. с. пропорциональная разности коэффициентов диффузии (или, что то же самое, подвижностей) носителей противоположного знака. Эта разность потенциалов скомпенсирует разность коэффициентов диффузии, и в стационарном состоянии электроны и дырки будут уже в равном количестве диффундировать в затененную область и там рекомбинировать.

Приведем выражение для э. д. с. Дембера без вывода:

$$V_{\text{Д}} = \frac{kT}{e} \frac{u_p - u_n}{u_p + u_n} \ln \frac{\sigma_{\text{П}}}{\sigma_{\text{T}}}, \quad (9.78)$$

здесь $\sigma_{\text{П}}$ — удельная электропроводность полупроводника в непосредственной близости от поверхности, т. е. сумма темновой и фотопроводимости:

$$\sigma_{\text{П}} = \sigma_{\text{ср}} + \sigma_{\text{T}}, \quad (9.79)$$

и σ_{T} — проводимость в глубине полупроводника в той области, куда уже не проникает свет, т. е. темновая проводимость.

Из (9.78) видно, что фото-э. д. с. Дембера тем больше, чем больше разность подвижностей. Формула (9.78) может быть применена также к примесной фотопроводимости (т. е. к тому случаю, когда электроны вырываются с доноров или забрасываются на акцепторы). При этом либо u_n , либо u_p должна быть приравнена к нулю. Эффект Дембера в известной мере аналогичен явлению термо-э. д. с.

Фотомагнитный эффект Кикоина — Носкова [34]. Как мы уже упоминали, э. д. с. Дембера возникает лишь за счет разности подвижностей дырок и электронов, при $u_p = u_n$ согласно (9.78) $V_{\text{Д}} = 0$. Но если теперь мы к этому же образцу приложим магнитное поле, направленное перпендикулярно к потоку лучистой энергии и к одной из граней, то и на электроны и на дырки, диффундирующие от освещенной поверхности, будет действовать магнитная состав-

ляющая силы Лоренца

$$F_{\text{л}} = \frac{e [vH]}{c} \quad (9.80)$$

и отклонять их (электроны и дырки) в противоположные стороны (так как направление скорости у них в данном случае одинаково и заряды противоположны).

Таким образом, возникает поперечная э. д. с., перпендикулярная направлению магнитного поля и потока лучистой энергии. Величина э. д. с. Кикоина — Носкова в стационарном состоянии определяется тем условием, что ток, созданный этой э. д. с., должен скомпенсировать ток, создаваемый магнитным полем.

Если эффект Дембера аналогичен явлению термо-э. д. с., то эффект Кикоина — Носкова аналогичен (разумеется, так же, как и в первом случае, с целым рядом оговорок) поперечному эффекту Нернста — Эттингсгаузена.

Если соединить накоротко грани образца, на которых скапливаются носители противоположного знака, то фотомагнитная э. д. с. создает ток

$$I_{\text{фм}} = \frac{\eta NeH}{l} [u_n L_n + u_p L_p], \quad (9.81)$$

где N — число квантов света, падающих на 1 см^2 полупроводника в 1 сек ; η — квантовый выход фотоэффекта:

$$\eta = \frac{n_{\text{ф}}}{N}; \quad (9.82)$$

L_p и L_n — диффузионная длина дырок и электронов; l — длина образца в направлении тока.

Фотомагнитная э. д. с. (холостого хода) может быть найдена путем умножения тока короткого замыкания $I_{\text{фм}}$ на сопротивление образца с учетом его уменьшения за счет появления фотоносителей.

Вентильный фотоэффект. Вентильным фотоэффектом называют фото-э. д. с., возникающую при освещении вентильного (т. е. выпрямляющего) контакта. Выпрямляющими свойствами обладают запирающий слой на границе полупроводника и металла и p - n переход. Полупроводниковые приборы, основанные на вентильном фотоэффекте и предназначенные для превращения световой энергии в электрическую или световых сигналов в электрические, называют фотоэлементами. За первым видом фотоэлементов, т. е.

основанных на выпрямляющих свойствах контакта полупроводника и металла, укрепилось название вентильных, которые обычно называют фотоэлементами с $p-n$ переходом. Мы здесь рассмотрим коротко лишь фотоэлемент с $p-n$ переходом.

Напряжение холостого хода. Представим себе $n-p$ переход, освещаемый светом, энергия квантов которого достаточна для создания пар электрон — дырка. Предположим, что расстояние перехода d от поверхности фотоэлемента много меньше диффузионной длины электронов и что весь свет поглощается активно в p -области. Поверхностной рекомбинацией мы вначале пренебрежем *).

Тогда все электроны, генерируемые светом, будут достигать $n-p$ перехода и под действием контактного поля переходить в n -область, дырки же, напротив, будут задерживаться контактным полем и оставаться в p -области.

Таким образом, под действием света через $p-n$ переход пойдет фототок

$$I_{\Phi} = eg, \quad (9.83)$$

где g — число электронов (или, что то же самое, пар), создаваемых светом в 1 сек.

Этот ток, идущий в запертом направлении, будет создавать на $n-p$ переходе разность потенциалов V в пропускном направлении (точнее, уменьшать контактную разность потенциалов) и вследствие этого через переход потечет ток I_y , называемый током утечки, в обратном направлении:

$$I_y = I_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (9.84)$$

Стационарное состояние установится при таком V , при котором ток утечки будет равен фототоку.

Таким образом, условие стационарности будет иметь вид

$$I_{\Phi} - I_s \left(e^{\frac{eV_{xx}}{kT}} - 1 \right) = 0, \quad (9.85)$$

откуда напряжение холостого хода

$$V_{xx} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{\Phi}}{I_s} + 1 \right). \quad (9.86)$$

*) При $d \ll L_n$ мы можем также пренебречь и объемной рекомбинацией.

Вольтамперная характеристика фотоэлемента. Если фотоэлемент замкнут на сопротивление r , то стационарное состояние установится при меньшем напряжении V ; при этом ток во внешней цепи будет равен разности фототока I_{Φ} и тока утечки I_y :

$$I = I_{\Phi} - I_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (9.87)$$

с другой стороны,

$$I = \frac{V}{r}. \quad (9.88)$$

Уравнения (9.87) и (9.88) совместно дают ток и напряжение фотоэлемента; из них может быть легко исключено одно из неизвестных (ток или напряжение), но в обоих случаях мы получаем трансцендентное уравнение, которое может быть решено только приближенно. Если исключить из (9.87) и (9.88) ток, то это уравнение принимает следующий вид:

$$\frac{V}{r} = I_{\Phi} - I_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (9.89)$$

Если выразить I_{Φ} согласно (9.85) через напряжение холостого хода и подставить в (9.87), то оно принимает более простой вид:

$$I = I_s \left(e^{\frac{eV_{xx}}{kT}} - e^{\frac{eV}{kT}} \right), \quad (9.90)$$

это, однако, не меняет существенно положения дел: система уравнений (9.90) и (9.88) по-прежнему остается трансцендентной.

Работа фотоэлемента с p-n переходом в фотодиодном режиме. Если фотоэлемент используется для регистрации световых сигналов, то в ряде случаев оказывается полезным включить в его цепь дополнительный источник э. д. с. U в заперном направлении. С этой э. д. с. уравнение (9.89) принимает вид

$$\frac{V-U}{r} = I_{\Phi} - I_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right); \quad (9.91)$$

если напряжение U включено в заперном направлении, то, беря его достаточно большим, можно сделать темновой ток фотодиода равным току насыщения. На фототок величина U

почти не влияет и даже несколько его увеличивает, так как увеличивает тянущее поле и уменьшает таким образом потери на рекомбинацию. В этом состоит большое преимущество фотодиодов перед фотоспротивлением.

Второе преимущество фотодиода заключается в том, что он обладает очень малой инерционностью и поэтому удобен для регистрации коротких сигналов.

Учет рекомбинации. Если учесть и объемную и поверхностную рекомбинацию, то выражение для фототока принимает вид

$$I_{\Phi} = eg(1 - \beta), \quad (9.92)$$

где β — коэффициент, учитывающий оба вида рекомбинации и равный

$$\beta = \beta_{об} + \beta_s = \frac{\frac{d}{L_s + \frac{1}{2} \left(\frac{d}{L_n} \right)^2}}{1 + \frac{d}{L_s}}, \quad (9.93)$$

где L_n — диффузионная длина в объеме: $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ и L_s — диффузионная длина вблизи поверхности: $L_s = D_n/s$ (где s — скорость поверхностной рекомбинации). Выражение для тока насыщения I_s при учете поверхностной рекомбинации приобретает также более сложный вид [31].

9.4. ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС

Явление циклотронного резонанса в настоящее время широко используется как один из наиболее тонких методов исследования зонной структуры полупроводников. Есть два подхода к изучению этого явления — классический и квантовомеханический.

Классический подход. Как было показано в гл. 7, свободный (или зонный) электрон в магнитном поле движется по винтовой линии. Если составляющая скорости электрона вдоль магнитного поля равна нулю, то эта винтовая линия вырождается в окружность с радиусом

$$r = \frac{mcv}{eH}, \quad (9.94)$$