

фотона $h\nu/c$ очень мал. Поэтому под действием света могут образовываться только неподвижные экситоны, соответствующие нижним состояниям каждой зоны. Поэтому спектр экситонного поглощения состоит из серии дискретных линий, расширяющихся с ростом температуры за счет тепловых колебаний атомов.

9. 2. ФОТОПРОВОДИМОСТЬ СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Спектральное распределение fotocувствительности зависит от того, что является источником фотоэлектронов — примесные центры или валентная зона (рис. 9.2).

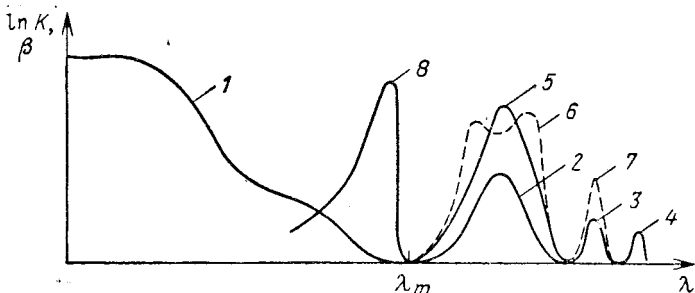


Рис. 9.2. Схема спектрального распределения поглощения и fotocувствительности:

1 — полоса собственного поглощения; 2 — примесное поглощение, соответствующее ионизации примесных атомов; 3 и 4 — кривые, соответствующие возбуждению примесных атомов; 5, 6 и 7 — кривые спектрального распределения fotocувствительности при примесном фотоэффекте; 8 — спектральное распределение fotocувствительности при собственном фотоэффекте.

В случае примесного фотоэффекта спектральное распределение fotocувствительности (кривая 5) обычно совпадает с широкой полосой поглощения, соответствующей переходу с примесных уровней в зону проводимости (кривая 2). В некоторых случаях, впрочем, в центре полосы поглощения наблюдается провал fotocувствительности (кривая 6), который объясняется тем, что в этой области при большой концентрации примесей поглощение очень велико и весь свет поглощается в поверхностном слое полупроводника. При этом скорость рекомбинации носителей оказывается очень велика (за счет поверхностной рекомбинации и большой концентрации фотоносителей) и время жизни носителей очень мало. Кроме того, эффективная

подвижность носителей в поверхностном слое значительно ниже, так как движению носителей препятствуют многочисленные дефекты приповерхностного слоя.

При достаточно высоких температурах может быть достаточно эффективной и двухступенчатая ионизация — электрон переводится светом в возбужденное состояние на примесном центре, а затем тепловым движением перебирается в зону проводимости. При этом появляется дополнительная область fotocувствительности (кривая 7) в полосе поглощения (кривая 3), соответствующей возбуждению примесных центров. По этой же причине при достаточно высоких температурах может наблюдаться фотоэффект в области экситонного поглощения.

При «собственной» фотопроводимости красная граница фотоэффекта λ_m (кривая 8) совпадает с красной границей собственного поглощения (кривая 1). Однако по мере увеличения коэффициента поглощения fotocувствительность сначала достигает максимума, а затем более или менее быстро спадает. Этот факт объясняется причинами, о которых мы упоминали выше: малыми временами жизни и эффективной подвижностью в поверхностном слое.

СРАВНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ И ТЕРМИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ

Примесная фотопроводимость. Мы проиллюстрируем этот вопрос на примере двухатомной молекулы, а затем

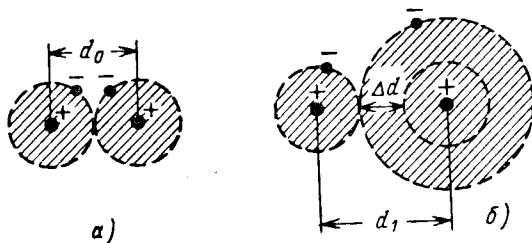


Рис. 9.3. Схема двухатомной молекулы в нормальном (а) и возбужденном (б) состояниях.

перенесем полученные выводы на кристалл. На рис. 9.3, а представлена двухатомная молекула в нормальном состоянии и на рис. 9.3, б — в возбужденном; в последнем случае в одном из атомов, образующих молекулу, валентный элект-

трон находится на возбужденной орбите и при этом радиус этого атома соответственно возрастает. На рис. 9.4 представлена зависимость энергии молекулы от расстояния между центрами атомов для нормального (кривая *a*) и возбужденного (кривая *b*) состояний. Как видно из рисунка, во втором случае равновесное расстояние между атомами больше на величину $d_1 - d_0$ и минимальная энергия молекулы

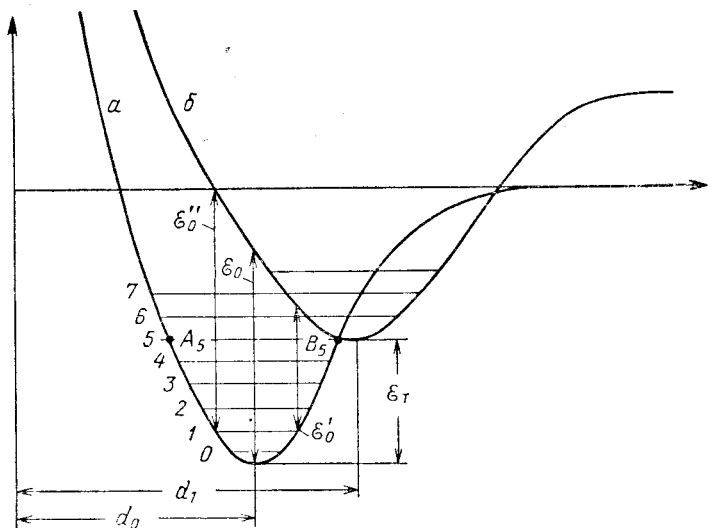


Рис. 9.4. Энергетический спектр двухатомной молекулы в нормальном (*a*) и возбужденном (*b*) состояниях.

больше на величину ϵ_T , необходимую для перевода электрона в возбужденное состояние. Эта величина и будет соответствовать энергии термического возбуждения атома. При этом сам механизм возбуждения можно представить следующим образом.

На рис. 9.4 горизонтальными тонкими линиями представлены колебательные уровни молекулы в нормальном и возбужденном состояниях. Если энергия теплового движения будет достаточно велика, то молекула может оказаться в состоянии 5, соответствующем колебаниям между точками A_5 и B_5 . При этом в тот момент, когда молекула находится в состоянии, соответствующем точке B_5 , электрон первого атома может без затраты энергии перейти в возбуж-

денное состояние, и, таким образом, энергия тепловых колебаний перейдет в энергию термического возбуждения электрона

Однако переход, аналогичный представленному выше, не может произойти под действием света. Мы уже упоминали, что такие переходы происходят почти «мгновенно», т. е. за время, в течение которого атомы практически не успевают сместиться, следовательно, такие переходы должны изображаться на рис. 9.4 вертикальными линиями. Таким образом, энергия оптической активации при абсолютном нуле будет соответствовать отрезку \mathcal{E}_0 на рис. 9.4. При температуре, отличной от абсолютного нуля, молекулы будут совершать тепловые колебания, например на уровне 1, и поэтому энергия оптической активации будет колебаться в пределах от \mathcal{E}'_0 до \mathcal{E}''_0 ; этим объясняется температурное расширение линий поглощения. Из представленной картины видно, что оптическая энергия активации отличается от термической.

Представленную выше картину можно с небольшими изменениями перенести на примесный атом в кристалле. Основное отличие в данном случае заключается в том, что у примесного атома даже только ближайших соседей будет не один, а много — число их будет определяться координацией решетки. Однако несомненно то, что и в этом случае равновесное расстояние до ближайших соседей будет также определяться радиусом (а следовательно, состоянием) примесного атома, и в возбужденном состоянии оно будет больше, чем в нормальном. Поэтому если мы под r будем понимать среднее расстояние до ближайших соседей (так называемый «координационный радиус»), то проведенный выше качественный анализ можно перенести на примесный атом в кристалле.

Собственная фотопроводимость. Эффекты, описанные выше, могут явиться причиной для различия оптической и термической энергии активации и при собственной фотопроводимости.

Как мы уже много раз говорили, электронные состояния атомов в известной мере определяются периодическим потенциалом решетки; справедливо и обратное утверждение: геометрическая и кристаллохимическая структура решетки определяются электронными волновыми функциями. Поэтому, если электрон переходит под действием света из валентной зоны в свободную, то атомы должны

в соответствии с этим как-то перестроиться, что будет сопровождаться возвратом энергии.

Однако последний процесс требует времени. Поэтому на переход электрона будет затрачена световая энергия, соответствующая неизменной конфигурации атомов, а затем избыток ее «возвратится» в виде тепловых колебаний атомов. В случае термической ионизации эти процессы могут происходить одновременно или в обратном порядке, т. е. тепловое движение сначала создает благоприятную конфигурацию атомов, а затем совершается электронный переход. Таким образом, и в случае фотовыравнивания электрона из основной зоны величина оптической энергии активации может быть больше термической. Это различие наиболее ярко выражено в ионных кристаллах, где изменение электронных состояний вызывает значительные смещения ионов (ионную поляризацию).

Вторая причина различия оптической и термической энергий активации может лежать в зонной структуре.

Если экстремумы зон не совпадают, то для прямых переходов оптическая энергия активации будет больше термической. Для непрямых переходов эти энергии могут быть приблизительно одинаковы (см. рис. 9.1, б).

Наконец, третья причина различия $\Delta\mathcal{E}_T$ и $\Delta\mathcal{E}_0$ может заключаться в наличии вырождения; этот случай проиллюстрирован на рис. 9.1, в и г.

РЕКОМБИНАЦИЯ ФОТОНОСИТЕЛЕЙ

Мы уже упоминали, что историю каждого фотоносителя можно разбить на четыре основные периода:

1) рождение (генерацию)— этот процесс мы рассмотрели выше;

2) время, в течение которого фотоноситель в результате столкновений теряет избыточную энергию и приходит в тепловое равновесие с решеткой; на этом вопросе мы также останавливались и установили, что это время превышает примерно в 10^2 — 10^3 раз время «упругой» релаксации, но обычно на много порядков меньше, чем полное время пребывания в зоне;

3) самый длительный период жизни фотоносителя, в течение которого он, смешавшись с темновыми носителями и ничем не отличаясь от них (кроме своего происхождения), участвует во всех явлениях переноса наравне

с ними. Этот период может прерываться более или менее длинными периодами прилипания, что будет уменьшать эффективную подвижность и коэффициент диффузии.

Следует, однако, подчеркнуть, что в течение всего этого периода общая концентрация носителей превышает равновесную и рекомбинация преобладает над тепловой генерацией. Поэтому с того момента, как световая (или созданная другим путем) генерация прекратится, концентрация носителей начинает спадать по тому или иному закону;

4) последний и едва ли не самый главный момент в жизни фотоносителя — его «смерть», т. е. рекомбинация. На этом вопросе мы останавливались уже в гл. 1, однако ввиду его важности вернемся к нему еще раз.

Рекомбинация ограничивает и тем самым определяет время жизни фотоносителей τ . Поэтому скорость рекомбинации определяет стационарную концентрацию носителей. Число создаваемых светом в 1 сек фотоносителей (g) пропорционально интенсивности света (J). Если число генерируемых в единицу времени носителей g , а число рекомбинирующих $\Delta n/\tau$, где Δn — общее число фотоносителей, накопившихся к данному моменту времени, то условие стационарности будет иметь вид

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g - \frac{\Delta n}{\tau} = 0, \quad (9.35)$$

откуда

$$\Delta n_{ст} = g\tau. \quad (9.36)$$

В ряде случаев время жизни фотоносителей обратно пропорционально их концентрации $\tau^{-1} = \gamma\Delta n$, при этом условие стационарности будет иметь вид

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g - \gamma\Delta n^2 = 0, \quad (9.37)$$

откуда $\Delta n_{ст} = \sqrt{\frac{g}{\gamma}}$, т. е. в данном случае стационарная фотопроводимость пропорциональна корню из интенсивности света. В первом случае (9.35) рекомбинация называется линейной, во втором (9.37) — квадратичной.

Законы нарастания и спадания фотопроводимости также определяются характером рекомбинации. В случае линейной рекомбинации закон нарастания определяется дифференциальным уравнением

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g - \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (9.38)$$

откуда

$$\Delta n = g\tau (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}); \quad (9.39)$$

после прекращения генерации

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau} \quad (9.40)$$

и

$$\Delta n = g\tau e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

В случае квадратичной рекомбинации

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g - \gamma\Delta n^2 \quad (9.41)$$

и

$$n = \sqrt{\frac{g}{\gamma}} \operatorname{th} t \sqrt{g\gamma}, \quad (9.42)$$

и после выключения света

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\gamma\Delta n^2, \quad (9.43)$$

$$n = \sqrt{\frac{g'}{\gamma}} \frac{1}{t \sqrt{g'\gamma} + 1}.$$

Как видно из выражений (9.42) и (9.43), в случае квадратичной рекомбинации концентрация фотоносителей нарастает и спадает по разным законам и ее нельзя характеризовать постоянным временем релаксации. Как видно из (9.42) и (9.43), спад происходит значительно медленнее, чем нарастание*). Однако мы и в этом случае можем ввести мгновенное время жизни, определив его как величину, обратную средней вероятности рекомбинации $\gamma\Delta n$ для отдельного электрона:

$$\tau = \frac{1}{\gamma\Delta n}, \quad (9.44)$$

где γ может зависеть от времени, концентрации фотоносителей и т. д. Это выражение сохраняет силу для любого закона рекомбинации.

*) Из сказанного выше также следует, что характером рекомбинации определяется инерционность фотоэффекта, так, в частности, квадратичный закон неблагоприятен для точного воспроизведения характера спада коротких фотосигналов.

В действительности линейный и квадратичный законы являются лишь сравнительно редкими частными случаями. Как уже упоминалось в гл. I, вероятность рекомбинации и время жизни носителей зависят от мгновенной заселенности всех примесных уровней и поэтому с течением времени должны меняться по сложному закону. В заключение рассмотрим работу Шокли и Рида, заложившую фундамент статистики рекомбинации через примесные центры.

СТАТИСТИКА РЕКОМБИНАЦИИ ШОКЛИ — РИДА*)

В модели, рассмотренной авторами, в запрещенной зоне имеется один тип уровней захвата, которые могут захватить электрон из валентной зоны и затем эмиттировать его в зону проводимости или наоборот (см. рис. 9.5, а).

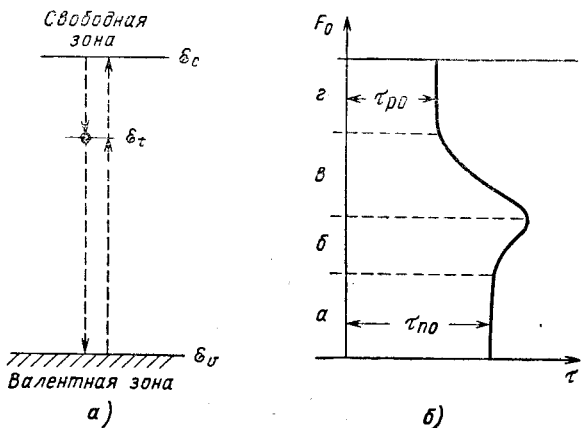


Рис. 9.5. Схема рекомбинации по Шокли — Риду (а) и зависимость времени жизни от положения уровня Ферми (б).

При этом предполагается, что у захваченного электрона имеется только одно нормальное состояние (или время пребывания в возбужденных состояниях пренебрежимо мало). Если число таких центров захвата (ловушек) в единице объема N_t , то скорость захвата электронов, т. е. число актов захвата в 1 сек, будет иметь

*) Работу Шокли и Рида мы излагаем здесь в сокращенном и упрощенном виде; для того чтобы читателю было легче дополнить свои сведения чтением оригинальной статьи, здесь сохранены обозначения авторов [28].

$$f_{pt} N_t c_n(\mathcal{E}) f(\mathcal{E}) N(\mathcal{E}) d\mathcal{E}, \quad (9.45)$$

где f_{pt} — доля свободных ловушек (занятых дырками);
 $c_n(\mathcal{E})$ — вероятность захвата электрона с энергией \mathcal{E} такой ловушкой;

$f(\mathcal{E})$ — функция распределения Ферми;

$N(\mathcal{E})$ — плотность электронных состояний в зоне проводимости.

Вероятность обратного процесса будет

$$f_t N_t e_n f_p(\mathcal{E}) N(\mathcal{E}) d\mathcal{E}, \quad (9.46)$$

где f_t — доля ловушек, занятых электроном;

e_n — вероятность обратного перехода, соответствующая c_n *;

$f_p(\mathcal{E})$ — функция распределения дырок

$$f_p(\mathcal{E}) = 1 - f(\mathcal{E}). \quad (9.47)$$

Результирующая скорость захвата электронов в зоне проводимости может быть найдена путем вычитания (9.46) из (9.45):

$$dU_{cn} = \left[f_{pt} f(\mathcal{E}) - \frac{e_n}{c_n} f_t f_p(\mathcal{E}) \right] N_t c_n(\mathcal{E}) N(\mathcal{E}) d\mathcal{E}, \quad (9.48)$$

и интегрирования полученного выражения по всем энергиям в зоне проводимости.

В состоянии теплового равновесия, исходя из принципа детального равновесия, мы можем сделать вывод, что выражение, стоящее в (9.48) в скобках, должно быть равно нулю, откуда

$$e_n = c_n e^{-\frac{\mathcal{E}_t - \mathcal{E}}{kT}}. \quad (9.49)$$

В случае нарушения теплового равновесия функции распределения электронов, дырок и степень заполнения ловушек определяются квазиуровнями Ферми F_n , F_p и F_t :

$$f_n = \frac{1}{e^{\frac{\mathcal{E} - F_n}{kT}} + 1}, \quad f_p = 1 - f_n, \quad (9.50)$$

$$f_t = \frac{1}{e^{\frac{\mathcal{E} - F_t}{kT}} + 1} \quad \text{и} \quad f_{pt} = 1 - f_t. \quad (9.51)$$

Подставляя (9.50) и (9.51) в (9.48) и проведя интегрирование, получаем окончательно

$$u_{cn} = \left[1 - e^{\frac{F_t - F_n}{kT}} \right] f_{pt} N_t \int_{\mathcal{E}}^{\infty} f(\mathcal{E}) N(\mathcal{E}) c_n(\mathcal{E}) d\mathcal{E}, \quad (9.52)$$

*) Соотношения c_n и e_n будут ниже найдены из принципа детального равновесия.

где интегрирование проводится по всем уровням зоны проводимости. Полученное выражение весьма наглядно. Оно показывает, что скорость захвата пропорциональна: 1) числу свободных ловушек $f_{pt} N_t$, 2) числу электронов в зоне проводимости (подынтегральное выражение), умноженному на $c_n(\mathcal{E})$, их вероятности захвата и 3) степени отступления от равновесного состояния — выражение в скобках.

Если система находится в состоянии равновесия, квазиуровни Ферми для зоны и для ловушек совпадают и превращаются в общий уровень Ферми

$$F_t = F_n = F. \quad (9.53)$$

Выражение в скобках уравнения (9.52) обращается в нуль. Если $F_n > F_t$, т. е. концентрация носителей в зоне превышает необходимую для поддержания равновесия с ловушками и рекомбинация превалирует над генерацией, U_{cn} положительно. В случае $F_t > F_n$ число забросов в зону превышает число захватов — концентрация свободных носителей растет, U_{cn} отрицательно.

Выражение, аналогичное U_{cn} , сможет быть выведено для U_{cp} — интегральной скорости захвата дырок.

Выражение (9.52) сильно упрощается в случае невырожденного полупроводника; как нетрудно убедиться, оно при этом приобретает вид

$$u_{cn} = \left[1 - e^{-\frac{F_t - F_n}{kT}} \right] f_{pt} n C_n, \quad (9.54)$$

где n — полная концентрация электронов в зоне проводимости, равная

$$n = N_c e^{\frac{F_n - \mathcal{E}_c}{kT}}; \quad (9.55)$$

\mathcal{E}_c — уровень, соответствующий дну зоны; N_c — эффективная плотность состояний в зоне в интервале kT , равная

$$N_c = \int_{\mathcal{E}_c}^{\infty} e^{-\frac{\mathcal{E}_c - \mathcal{E}}{kT}} N(\mathcal{E}) d\mathcal{E} = \frac{2(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{h^3}, \quad (9.56)$$

и C_n — средняя интегральная вероятность захвата для одного электрона всеми ловушками (если бы все они были свободны),

$$C_n = N_t \langle c_n \rangle,$$

где

$$\langle c_n \rangle = \int_{\mathcal{E}_c}^{\infty} e^{-\frac{\mathcal{E}_c - \mathcal{E}}{kT}} c_n(\mathcal{E}) \frac{N(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}{N_c}. \quad (9.57)$$

Как мы уже упоминали, первый член в квадратных скобках (9.52) (т. е. единица) соответствует захвату носителей, а второй $e^{(F_n - F_t)/kT}$ — их тепловому забросу.

В случае отсутствия вырождения вероятность заброса не должна зависеть от F_n , так как практически все уровни в зоне свободны. Раскрывая скобки в (9.54), убедимся, что это действительно так ($-F_n$ в экспоненциальном члене и n входят с обратными знаками и взаимно уничтожаются). Введя обозначение

$$f_{pt} n e^{\frac{F_t - F_n}{kT}} = f_t N_c \exp\left(\frac{\mathcal{E}_t - \mathcal{E}_c}{kT}\right) = f_t n_1, \quad (9.58)$$

где

$$n_1 = N_c \exp\left(\frac{\mathcal{E}_t - \mathcal{E}_c}{kT}\right), \quad (9.59)$$

получим окончательно

$$U_{cn} = C_n f_{pt} n - C_n f_t n_1. \quad (9.60)$$

Аналогичные выражения для скорости рекомбинации дырок приведем без вывода:

$$U_{cp} = C_p f_{pt} p - C_p f_t p_1, \quad (9.61)$$

где

$$p_1 = N_p \exp\left(\frac{\mathcal{E}_p - \mathcal{E}_t}{kT}\right). \quad (9.62)$$

Рассмотрим рекомбинацию в стационарных условиях, когда пары электрон — дырка генерируются светом или каким-либо другим ионизирующим агентом с постоянной скоростью u и когда прошло достаточно времени для установления стационарного состояния; при этом скорости рекомбинации электронов и дырок должны быть одинаковы и равны U :

$$U_{cn} = U_{cp} = U. \quad (9.63)$$

Приравняв (9.61) и (9.60) и заменив f_{pt} через f_t согласно

$$f_{pt} = 1 - f_t, \quad (9.64)$$

получим

$$C_n (1 - f_t) n - C_n f_t n_1 = C_p f_t p - C_p (1 - f_t) p_1. \quad (9.65)$$

Решив это уравнение относительно f_t , получим

$$f_t = \frac{C_n n + C_p p_1}{C_n (n + n_1) + C_p (p + p_1)} \quad (9.66)$$

и

$$f_{pt} = \frac{C_n n_1 + C_p p}{C_n (n + n_1) + C_p (p + p_1)}. \quad (9.67)$$

Подставив полученные выражения в (9.60) или (9.61), получим

$$U = U_{cn} = U_{cp} = \frac{C_n C_p (pn - p_1 n_1)}{C_n (n + n_1) + C_p (p + p_1)}. \quad (9.68)$$

В выражении (9.68) произведение $p_1 n_1$, как нетрудно убедиться, не зависит от уровня ловушек и имеет вид

$$p_1 n_1 = N_c N_p e^{\frac{\mathcal{E}_v - \mathcal{E}_c}{kT}} = N_c N_p e^{-\frac{\mathcal{E}_g}{kT}} = n_i^2. \quad (9.69)$$

Обозначим \mathcal{E}_i — положение уровня химического потенциала в собственном полупроводнике:

$$\mathcal{E}_i = \frac{1}{2} (\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_v) + \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_D}{N_C}. \quad (9.70)$$

В дальнейшем будем предполагать, что $\mathcal{E}_t > \mathcal{E}_i$ и, следовательно,

$$n_1 > n_i > p_1. \quad (9.71)$$

Рассмотрим на основе полученного выражения случай малых отступлений от состояния равновесия, полагая при этом, что концентрация основных носителей велика по сравнению с концентрацией ловушек.

Таким образом, мы предположим, что

$$n = n_0 + \delta n \text{ и } p = p_0 + \delta p, \quad (9.72)$$

где n_0 и p_0 — равновесные концентрации носителей;
 δp и δn — малые величины.

Согласно (9.35) скорость рекомбинации связана с временем жизни соотношением

$$U = \frac{dn}{dt} = \frac{\delta n}{\tau}; \quad (9.73)$$

воспользовавшись (9.73) и (9.72), мы можем получить выражение для времени жизни

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{n_0 + n_1 + \delta n}{(n_0 + p_0 + \delta n)C_p} + \frac{p_0 + p_1 + \delta p}{(n_0 + p_0 + \delta n)C_n} = \\ &= \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1 + \delta n}{(n_0 + p_0 + \delta n)} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1 + \delta n}{(n_0 + p_0 + \delta n)}, \end{aligned} \quad (9.74)$$

где

$$\tau_{p0} = \frac{1}{C_p} \text{ и } \tau_{n0} = \frac{1}{C_n}. \quad (9.75)$$

Величина τ_{p0} — время жизни дырок в образце ярко выраженного n -типа. В этом случае ловушки практически все заполнены электронами и скорость рекомбинации дырок

$$U_{p0} = C_{p0} \delta p = \frac{\delta p}{\tau_{p0}}. \quad (9.76)$$

Точно так же τ_{n0} — время жизни электронов в образцах ярко выраженного p -типа. В рассматриваемом нами случае малых отступлений от состояния равновесия выражение (9.74) принимает вид

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0}. \quad (9.77)$$

На рис. 9.5, б представлена зависимость времени жизни τ от положения уровня Ферми, построенная согласно (9.77). Как видно из рисунка, здесь следует рассматривать четыре основные области:

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 давшись 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.