## § 13 «Генерация и рекомбинация носителей заряда»

Образование свободных электронов и дырок – *генерация носителей заряда* – происходит при воздействии теплового хаотического движения атомов кристаллической решетки (*тепловая генерация*), при воздействии поглощенных полупроводником квантов света (*световая генерация*) и других энергетических факторов. Так как полупроводник всегда находится под действием всех этих факторов или хотя бы одного ($T \neq 0$), генерация носителей происходит непрерывно.

Одновременно с генерацией в полупроводнике непрерывно происходит и обратный процесс – *рекомбинация носителей заряда,* т. е. возвращение электронов из зоны проводимости в валентную зону, в результате чего исчезает пара носителей заряда. В состоянии термодинамического равновесия процессы генерации и рекомбинации носителей заряда взаимно уравновешены. При этом в полупроводнике существуют *равновесные концентрации электронов* $n_o$ и *дырок* $p_o$.

При воздействии на полупроводник нетеплового внешнего энергетического фактора (света, сильного электрического поля и др.) из-за генерации новых носителей заряда их концентрация $n$ и $p$ (*неравновесная концентрация*) будет превышать равновесную концентрацию на величину $\Delta n$ (или $\Delta p$), которую называют *избыточной концентрацией*. Таким образом,

$$\Delta n = n - n_o;\ \Delta p = p - p_o. \qquad (1)$$

Избыточная концентрация носителей заряда может возникать в отдельных областях полупроводниковой структуры прибора не только в результате внешних энергетических воздействий, но и за счет различных процессов (инжекции, экстракции, аккумуляции и т. д.), которые могут происходить в полупроводниковых приборах (о чем говорится далее).

После прекращения энергетического воздействия на полупроводник избыточная концентрация носителей заряда в нем из-за процесса рекомбинации через некоторое время уменьшится до нуля. Количество носителей заряда, рекомбинирующих в единицу времени в единице объема (скорость изменения концентрации), пропорционально избыточной концентрации и обратно пропорционально некоторому параметру $\tau$, который называют временем жизни:

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad -\frac{dp}{dt} = \frac{\Delta p}{\tau_p}. \qquad (2)$$

Таким образом, временем жизни неравновесных носителей заряда является отношение избыточной концентрации ($\Delta n$ или $\Delta p$) неравновесных носителей заряда к скорости изменения этой концентрации вследствие рекомбинации.

Механизмы рекомбинации могут быть различны.

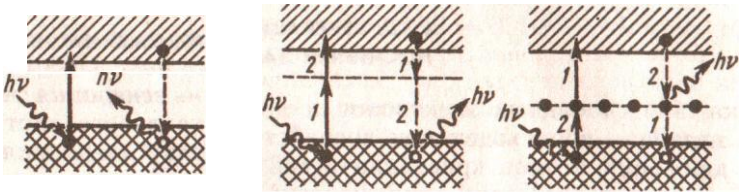
*Межзонная*, или *непосредственная*, рекомбинация происходит при переходе свободного электрона из зоны проводимости в валентную зону на один из свободных энергетических уровней, что соответствует исчезновению пары носителей заряда – свободного электрона и дырки. При таком переходе выделяется энергия такая же, какая была ранее затрачена на переход электрона из валентной зоны в зону проводимости. Энергия может выделяться либо в виде фотона[1] (*излучательная рекомбинация*), либо в виде фонона[2]

[1] Фотон – квант электромагнитного излучения (в узком смысле – света).

[2] Фонон – квант тепловой энергии атомов кристалла.

(*безызлучательная рекомбинация*). В большинстве полупроводников вероятность излучательной рекомбинации на несколько порядков меньше, чем безызлучательной.

Однако вероятность безызлучательной межзонной рекомбинации сама по себе тоже очень мала, так как сравнительно большая энергия (порядка $\Delta E$) редко может воплотиться в одном фононе. Таким образом, процесс межзонной рекомбинации маловероятен. Свободный электрон и дырка должны оказаться одновременно в одном и том же месте кристалла. Кроме того, должен выполняться закон сохранения импульса, т. е. рекомбинация электрона и дырки возможна только при одинаковых, но противоположно направленных импульсах электрона и дырки. Поэтому, например, в германии на 10 тыс. рекомбинаций лишь одна происходит в результате межзонной рекомбинации.




а) б) в)

Различные механизмы генерации и рекомбинации носителей заряда:
а – межзонная генерация и рекомбинация; б – генерация и рекомбинация с участием пустых рекомбинационных ловушек; в – генерация и рекомбинация с участием заполненных электронами рекомбинационных ловушек; — условное обозначение генерации; ---- условное обозначение рекомбинации. Цифры означают этапы процессов генерации и рекомбинации

Главную роль в полупроводниках играет *рекомбинация на примесных центрах* с глубокими уровнями, расположенными вблизи середины запрещенной зоны, которые называют *ловушками*. Рекомбинация с участием рекомбинационных ловушек протекает в два этапа. На первом этапе рекомбинационная ловушка (или энергетический уровень рекомбинационной ловушки) захватывает, например, электрон из зоны проводимости. Таким образом, электрон выбывает из процесса электропроводности. В этом состоянии ловушка будет находиться до тех пор, пока к ней не подойдет дырка, или, другими словами, пока в данном месте кристалла не окажется свободный энергетический уровень валентной зоны. При выполнении этих условий осуществляется второй этап рекомбинации – электрон переходит на свободный уровень валентной зоны (что эквивалентно захвату дырки из валентной зоны отрицательно заряженной ловушкой).

Двухэтапный процесс рекомбинации более вероятен, так как он не требует одновременного присутствия в данном месте кристалла свободного электрона и дырки. Рекомбинационная ловушка воспринимает количество движения, необходимое для соблюдения закона сохранения импульса, и может забрать часть энергии, освобождаемой в процессе рекомбинации.

Роль рекомбинационных ловушек могут выполнять примесные атомы или ионы, различные включения в кристалле, незаполненные узлы кристаллической решетки, трещины и другие несовершенства объема или поверхности.

В связи с тем, что на поверхности кристалла перечисленных дефектов больше, чем в объеме, процесс рекомбинации должен идти значительно интенсивнее. Его рассматривают и оценивают обычно отдельно, считая *поверхностную рекомбинацию* разновидностью рекомбинации с участием рекомбинационных ловушек.

**§ 14 «Процессы переноса зарядов в полупроводниках»**

Процесс переноса зарядов может наблюдаться в полупроводниках при наличии электронов в зоне проводимости и при неполном заполнении электронами валентной зоны. При выполнении этих условий и в отсутствие градиента температуры перенос носителей зарядов может происходить либо под действием электрического поля, либо под действием градиента концентрации носителей заряда.

**Дрейф носителей заряда**

Направленное движение носителей заряда под действием электрического поля называют *дрейфом*. Электроны, получая ускорение в электрическом поле, приобретают на длине свободного пробега дополнительную энергию около $10^{-8}$ – $10^{-4}$ эВ. При этом электроны переходят на более высокие энергетические уровни (разница в энергиях между соседними энергетическими уровнями в разрешенной зоне около $10^{-22}$ эВ). При очередном соударении электрона с атомом кристаллической решетки электрон отдает кристаллической решетке накопленную на длине свободного пробега энергию, возвращаясь на один из низко лежащих энергетических уровней в разрешенной зоне. Так можно представить процесс электропроводности в результате движения электронов в зоне проводимости и в валентной зоне. Однако, учитывая почти полное заполнение электронами энергетических уровней валентной зоны, удобнее рассматривать в валентной зоне движение дырок: дырки, двигаясь по направлению вектора электрического поля и приобретая в этом поле дополнительную энергию, переходят по энергетической диаграмме на более низкие энергетические уровни.

В результате дрейфа электронов в полупроводнике появляется электронная составляющая плотности дрейфового тока, которую запишем на основании закона Ома:

$$\mathbf{J}_n^{\partial p} = \sigma_n \mathbf{E} = qn\mu_n \mathbf{E}, \qquad (3)$$

где $\sigma_n$ – удельная проводимость полупроводника при одном виде имеющихся в нем носителей заряда – электронов;

$\mathbf{E}$ – вектор напряженности электрического поля;

$\mu_n$ – подвижность электронов, т. е. величина, численно равная средней скорости их направленного движения в электрическом поле с единичной напряженностью.

Аналогично, дырочная составляющая плотности дрейфового тока:

$$\mathbf{J}_p^{\partial p} = \sigma_p \mathbf{E} = qp\mu_p \mathbf{E}, \qquad (4)$$

Знаки в правых частях соотношений (3) и (4) одинаковые, так как заряды электронов и дырок различны по знаку и движутся в электрическом поле в разные стороны.

Полная плотность дрейфового тока при наличии свободных электронов и дырок равна сумме электронной и дырочной составляющих:

$$\mathbf{J}^{\partial p} = \mathbf{J}_n^{\partial p} + \mathbf{J}_p^{\partial p} = \sigma \mathbf{E} = q\left(n\mu_n + p\mu_p\right)\mathbf{E}. \qquad (5)$$

**Диффузия носителей заряда**

Поведение свободных электронов и дырок в полупроводнике напоминает поведение молекул газа. Эту аналогию можно распространить и на явления, происходящие в результате неравномерного распределения концентрации носителей заряда в объеме полупроводника в отсутствие градиента температуры. В этом случае происходит *диффузия* – движение носителей заряда из-за градиента концентрации, выравнивание концентрации носителей по полупроводнику.

Вектор градиента концентрации направлен в сторону возрастания аргумента, а

частицы диффундируют туда, где их меньше, т. е. против градиента концентрации.

Остановимся на процессе диффузии электронов и дырок в полупроводниках, т. е. на диффузии заряженных частиц (или квазичастиц). Так как всякое направленное движение одноименно заряженных частиц есть электрический ток, поэтому можно определить плотность диффузионного тока. Электроны диффундируют против вектора градиента концентрации и имеют отрицательный заряд. Поэтому направление вектора плотности диффузионного тока электронов должно совпадать с направлением вектора градиента концентрации электронов, т. е.

$$\mathbf{J}_n^{диф} = qD_n \frac{dn}{dx}. \tag{6}$$

Аналогично, плотность дырочной составляющей диффузионного тока

$$\mathbf{J}_p^{диф} = -qD_p \frac{dp}{dx}. \tag{7}$$

Заряд дырок положителен, поэтому направление вектора плотности диффузионного тока дырок должно совпадать с направлением их диффузии, т. е. должно быть противоположным направлению вектора градиента концентрации дырок. Следовательно, в правой части соотношения (7) должен сохраниться знак минус.

Одновременно с процессом диффузии неравновесных носителей происходит процесс их рекомбинации. Поэтому избыточная концентрация уменьшается в направлении от места источника этой избыточной концентрации носителей. Расстояние, на котором при одномерной диффузии в полупроводнике без электрического поля в нем избыточная концентрация носителей заряда уменьшается вследствие рекомбинации в $e$ = 2,718 раз, называют *диффузионной длиной* ($L$). Иначе говоря, это расстояние, на которое носитель диффундирует за время жизни. Таким образом, диффузионная длина связана с временем жизни носителей соотношениями:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}; \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p}, \tag{8}$$

где $D_n$ и $D_p$ – коэффициенты диффузии электронов и дырок.

В свою очередь, коэффициенты диффузии связаны с подвижностью носителей заряда соотношениями Эйнштейна:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q}; \quad \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q}. \tag{9}$$

Не следует путать диффузионную длину с длиной свободного пробега носителей заряда, которая определяется как среднее расстояние, проходимое носителем между двумя последовательными актами рассеяния.

Необходимо отметить, что диффузия носителей заряда может происходить в полупроводнике, имеющем первоначально равномерное распределение концентрации носителей, т. е. равный нулю градиент концентрации, но при наличии в полупроводнике разности температур или градиента температуры. В этом случае носители заряда (например, электроны), находящиеся в местах полупроводника с большей температурой, будут иметь бóльшую энергию, т. е. будут занимать более высокие энергетические уровни в зоне проводимости. В местах полупроводника с меньшей температурой энергетические уровни с аналогичной энергией свободны от электронов. Поэтому возникает диффузия электронов из нагретых мест полупроводника в холодные места. Результатом такой диффузии является возникновение градиента концентрации носителей заряда. Это явление аналогично процессу

диффузии в газе – при нагревании давление повышается и частицы газа диффундируют в области с низкой температурой. Процессы, происходящие в полупроводниковых приборах, часто рассматривают, пренебрегая разностью температур между различными областями полупроводниковой структуры прибора. В этом случае для расчета диффузионных токов можно использовать соотношения (6) и (7).

**Уравнения токов**

При наличии электрического поля и градиента концентрации носителей заряда в полупроводнике будут существовать дрейфовые и диффузионные токи. Поэтому плотность электронного тока с учетом (3) и (6) будет равна:

$$\mathbf{J}_n = \mathbf{J}_n^{\partial p} + \mathbf{J}_n^{\partial иф} = qn\mu_n \mathbf{E} + qD_n \frac{dn}{dx}. \qquad (10)$$

Плотность дырочного тока с учетом (4) и (7):

$$\mathbf{J}_p = \mathbf{J}_p^{\partial p} + \mathbf{J}_p^{\partial иф} = qp\mu_p \mathbf{E} + qD_p \frac{dp}{dx}. \qquad (11)$$

Для расчета плотности полного тока следует сложить его электронную и дырочную составляющие.