

§ 4. Фотопроводимость

Простейший способ создания неравновесных носителей состоит в освещении полупроводника. Возникновение неравновесных носителей проявляется в изменении электропроводности полупроводника (фотопроводимость).

Электронные переходы при оптической генерации могут быть различными. Если энергия фотонов $\hbar\omega \geq E_g$, то неравновесные электроны и дырки образуются вследствие возбуждения электронов из валентной зоны в зону проводимости (*собственная оптическая генерация* и, соответственно, *собственная фотопроводимость*, рис. 7.3, а). Обратный процесс есть прямая рекомбинация свободный электрон — свободная дырка. Однако при наличии примесей фотопроводимость может возникать и при $\hbar\omega < E_g$. На рис. 7.3, б

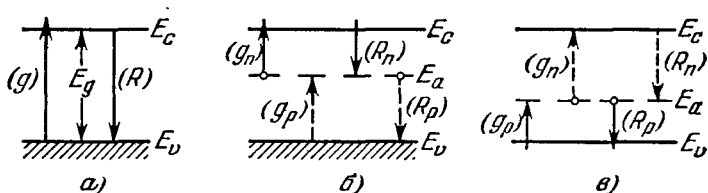


Рис. 7.3. Различные типы оптической генерации: а) собственная генерация пар; б) примесная генерация электронов; в) примесная генерация дырок.

показана энергетическая схема для конкретного случая полупроводника, содержащего глубокие акцепторы, частично компенсированные мелкими донорами. При этом уровни акцепторов расположены в верхней половине запрещенной зоны. Тогда при $\hbar\omega \geq E_c - E_a$ происходит возбуждение электронов, первоначально связанных на примеси, в зону проводимости и мы имеем случай *примесной оптической генерации* и, соответственно, *примесной фотопроводимости*. Если при этом $\hbar\omega < E_a - E_v$, то генерации свободных дырок не происходит вовсе и фотопроводимость оказывается монополярной. При $\hbar\omega > E_a - E_v$ генерируются и электроны, и дырки и фотопроводимость становится биполярной. Наконец, на рис. 7.3, в показан тот же случай частично компенсированных акцепторов, для которых, однако, уровень энергии расположен в нижней половине запрещенной зоны. Здесь при $\hbar\omega \geq E_a - E_v$ становится возможным оптический заброс электронов из валентной зоны на незанятые акцепторные уровни, т. е. генерация дырок (а не электронов), и возникает примесная монополярная фотопроводимость р-типа. При достаточном увеличении $\hbar\omega$ фотопроводимость опять становится биполярной.

Сказанное справедливо не только для акцепторных, но в равной мере и для донорных примесей.

Оптическая генерация электронов и дырок обязательно сопровождается дополнительным поглощением света. Целесообразно различать *собственное поглощение* света, наблюдаемое при $\hbar\omega > E_g$ и связанное с электронными переходами зона—зона и образованием пар, и *примесное поглощение*, связанное с возбуждением электронов и дырок с примесных уровней в зоны. Поглощение в собственной полосе частот обычно на много порядков больше поглощения в примесной области.

Темп оптической генерации связан с коэффициентом поглощения света. Пусть $I(x)$ есть монохроматический световой поток, рассчитанный на единицу поверхности, на расстоянии x от освещаемой поверхности полупроводника (эту величину мы будем называть интенсивностью света и измерять числом фотонов, проходящих через единицу поверхности в единицу времени), а γ — коэффициент поглощения (интенсивности) света. Тогда число фотонов, поглощаемых в единицу времени в слое с единичной площадью, расположенном между плоскостями x и $x + dx$, есть $-dI = I(x) \cdot \gamma dx$. А следовательно, число поглощенных фотонов, рассчитанное на единицу времени и единицу объема, равно $I(x) \cdot \gamma$. Поэтому темп оптической генерации g можно представить в виде

$$g = \nu(\omega) \gamma(\omega) I(x). \quad (4.1)$$

Здесь $\nu(\omega)$ — *квантовый выход* внутреннего фотоэффекта, который учитывает, что часть энергии поглощенных фотонов может быть передана непосредственно решетке или свободным носителям заряда в зонах без образования новых электронов и дырок.

В общем случае g различно в разных точках полупроводника (неоднородная генерация). Однако если $\gamma d \ll 1$ (где d — толщина пластинки), то $I(x) \simeq \text{const}$ (слабо поглощаемый свет) и g можно считать постоянным по объему (однородная генерация).

Изменение проводимости полупроводника обусловлено тем, что при освещении изменяются как концентрации электронов и дырок, так и их подвижности. Однако относительное влияние обеих этих причин может быть весьма различным. Действительно, возникающая в результате поглощения фотона пара электрон — дырка получает некоторый квазиимпульс и энергию ($\hbar\omega - E_g$). Пусть, для простоты, энергия передается только одному из фотоносителей, скажем электрону (что имеет место при сильном отличии масс m_n и m_p). Эта избыточная энергия затем растрачивается вследствие взаимодействия фотоэлектрона с решеткой, и через некоторое время, порядка времени релаксации энергии τ_E (см. § XVI.1), средняя энергия фотоэлектронов принимает значение, соответствующее температуре решетки. Аналогично, равновесное распределение квазиимпульса фотоэлектронов устанавливается за время порядка времени релаксации импульса τ_p (причем обычно $\tau_p \ll \tau_E$). Если $\tau_E \ll T_n$, где T_n — время существования фотоэлектронов в зоне,

то фотоэлектроны успевают «термолизироваться», т. е. приобрести такое же распределение по энергиям и квазиимпульсам, как и равновесные электроны. В этом случае подвижности не изменяются, а фотопроводимость обусловлена только изменением концентрации электронов и дырок и равна

$$\delta\sigma = e(\mu_p\delta\rho + \mu_n\delta n). \quad (4.2)$$

Если, напротив, $\tau_E \gtrsim T_n$, то за время своего существования фотоэлектроны не успевают термолизироваться и при освещении изменяются и концентрации фотоносителей, и их подвижности.

Влияние изменения подвижности проявляется обычно лишь при низких температурах (как правило, при водородных и гелиевых). В дальнейшем мы будем считать, что фотопроводимость вызвана только изменением концентрации электронов и дырок.

Будем считать, что происходит однородная генерация пар ($g_n = g_p = g = \text{const}$) и что в полупроводнике нет тока (или токи настолько слабы, что членами с $\text{div } \mathbf{j}_p$ и $\text{div } \mathbf{j}_n$ в уравнениях непрерывности (3.3) можно пренебречь). Тогда, умножая первое из уравнений (3.3) на $e\mu_p$, второе — на $e\mu_n$, складывая почленно оба уравнения, получаем

$$\frac{d\delta\sigma}{dt} = e(\mu_p + \mu_n)g - \frac{\delta\sigma}{\tau_{\text{фп}}}. \quad (4.3)$$

Здесь введено обозначение

$$\tau_{\text{фп}} = \frac{\mu_p\delta\rho + \mu_n\delta n}{\frac{\mu_p}{\tau_p}\delta\rho + \frac{\mu_n}{\tau_n}\delta n}. \quad (4.4)$$

Из уравнения (4.3) видно, что характерное время $\tau_{\text{фп}}$ есть *время релаксации фотопроводимости*, которое определяет темп установления и затухания $\delta\sigma$.

В стационарном состоянии фотопроводимость $(\delta\sigma)_s$ равна

$$(\delta\sigma)_s = e(\mu_p + \mu_n)g \cdot \tau_{\text{фп}}. \quad (4.5)$$

Здесь под $\tau_{\text{фп}}$ следует понимать его значение в стационарном состоянии, т. е. при данных установившихся значениях $\delta\rho$ и δn . Отсюда видно, что чем больше $\tau_{\text{фп}}$, тем больше и $(\delta\sigma)_s$, т. е. тем выше чувствительность фотопроводника. Однако при этом будет больше и время установления (или затухания) фотопроводимости, т. е. будет больше инерционность фотопроводника. С этим противоречием между чувствительностью и быстродействием всегда приходится считаться при разработке фотоспротивлений для технических применений.

Для измерения фотопроводимости и ее кинетики разработано большое число различных методов, описание которых можно найти в специальной литературе [1]. Мы рассмотрим только один типичный

пример, показанный на рис. 7.4. Фотопроводник R , включенный последовательно с источником тока B и нагрузочным сопротивлением r , освещается прерывистым светом. Модуляция интенсивности света может быть получена, например, с помощью вращающегося непрозрачного диска D со щелями. Если ширина щелей равна ширине непрозрачных промежутков между ними, то полупроводник освещается в течение некоторого времени T ; затем такое же время T интенсивность подсветки равна нулю и т. д. Вследствие изменения проводимости полупроводника в цепи возникает переменный ток, а на сопротивлении r — переменное напряжение. Последнее усиливается широкополосным усилителем $У$ и регистрируется осциллографом O . Зная параметры цепи (эдс источника, r) и темновое сопротивление фотопроводника R), отсюда можно легко найти фотопроводимость $\delta\sigma$ и ее изменение во времени.

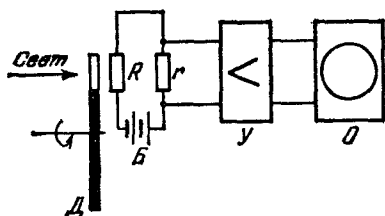


Рис. 7.4. Схема для наблюдения фотопроводности.

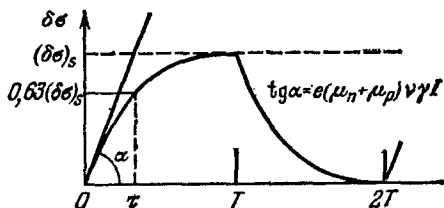


Рис. 7.5. Изменение фотопроводности при прямоугольной модуляции освещенности ($\tau_{\text{фп}} = \text{const}$).

Если бы $\tau_{\text{фп}}$ было постоянным, то $\delta\sigma$ изменялась бы во времени так, как показано на рис. 7.5. После включения освещения она возрастала бы по закону

$$\delta\sigma = (\delta\sigma)_s \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{фп}}}\right) \right]$$

и при достаточно длинных импульсах света $T \gg \tau_{\text{фп}}$ достигала бы постоянного стационарного значения $(\delta\sigma)_s$. В последующий промежуток времени ($T - 2T$) она уменьшалась бы от значения $(\delta\sigma)_s$ до 0 тоже по экспоненциальному закону:

$$\delta\sigma = (\delta\sigma)_s \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{фп}}}\right).$$

Однако кривые рис. 7.5 наблюдаются в сравнительно редких случаях, а обычно зависимость $\delta\sigma(t)$ имеет более сложный характер. В этих случаях кинетика фотопроводности не может быть охарактеризована единым временем релаксации и не может быть описана какими-либо универсальными соотношениями, так как она существенно зависит от особенностей процессов рекомбинации. Положение, однако, упрощается для двух предельных случаев: стационарного

состояния и начального участка процесса установления. В первом случае мы имеем

$$\delta p = g\tau_p, \quad \delta n = g\tau_n$$

и поэтому формула (4.4) дает

$$\tau_{\text{фп}} = \frac{\mu_p\tau_p + \mu_n\tau_n}{\mu_p + \mu_n}. \quad (4.6)$$

В этом случае стационарное время релаксации фотопроводимости (иногда называемое «временем жизни фотопроводимости») можно непосредственно выразить через времена жизни τ_n и τ_p . Из формулы (4.6) видно, что если, например, $\tau_p \gg \tau_n$, а подвижности одного порядка, то $\tau_{\text{фп}} \simeq \mu_p\tau_p/(\mu_p + \mu_n)$. При обратном неравенстве $\tau_{\text{фп}} \simeq \mu_n\tau_n/(\mu_p + \mu_n)$. Поэтому, измеряя $\tau_{\text{фп}}$, можно определить время жизни долгоживущих носителей заряда.

Для начального участка нарастания $\delta\sigma$ в уравнении (4.3) можно пренебречь вторым слагаемым в правой части (так как $\delta\sigma$ весьма мала). Тогда получается

$$\delta\sigma = e(\mu_p + \mu_n)gt. \quad (4.7)$$

Начальный участок кривой нарастания $\delta\sigma$ описывается прямой линией, наклон которой есть (рис. 7.5)

$$\text{tg } \alpha = e(\mu_p + \mu_n)\nu\gamma I. \quad (4.8)$$

Этот участок вообще не зависит от процессов рекомбинации, а определяется только процессами генерации.

Исследование начальной стадии нарастания фотопроводимости часто используют для экспериментального определения квантового выхода ν . Такие опыты показывают, что ν может быть весьма различен [2]. Вблизи края собственного поглощения ($\hbar\omega \simeq E_g$) для многих полупроводниковых соединений $\nu \ll 1$. Малое значение ν в таких веществах объясняется тем, что фотоэлектроны и фотодырки в них могут связываться друг с другом, образуя так называемые экситоны, суммарный заряд которых равен нулю и которые поэтому не вносят вклада в электропроводность (см. гл. XVII). Однако известны и такие полупроводники (германий и кремний при не очень низких температурах, некоторые соединения $A^{III}B^V$), в которых $\nu \simeq 1$ в области края собственного поглощения. При достаточном увеличении энергии фотонов в таких веществах может быть $\nu > 1$. Это имеет место при комнатных температурах для германия при $\hbar\omega \gtrsim 4,3E_g$ и для кремния при $\hbar\omega \gtrsim 3E_g$. Причина увеличения ν состоит в том, что фотоэлектроны и фотодырки получают большую кинетическую энергию и способны поэтому сами генерировать дополнительные носители заряда вследствие ударной ионизации атомов решетки. Если энергия фотонов $\hbar\omega \gg E_g$, то $\nu = \hbar\omega/\omega_i$, где ω_i — средняя энергия, необходимая для создания одной пары

электрон — дырка. Последняя имеет порядок немногих электрон-вольт (например, для германия $\omega_i \simeq 2,5$ эВ). Поэтому для жесткого рентгеновского и γ -излучений значения ν могут быть очень велики. То же имеет место и для быстрых электронов и других корпускулярных излучений. Это обстоятельство в настоящее время используют в полупроводниковых счетчиках элементарных частиц.

§ 5. Квазиуровни Ферми

В термодинамически неравновесном состоянии (например, при освещении полупроводника) уже не существует единого уровня Ферми для всей системы и поэтому выражения для концентраций электронов и дырок, полученные нами в гл. V, уже несправедливы. При этом, в частности, не выполняется и соотношение $np = n_i^2$.

Однако, следуя Шокли, можно обобщить соотношения статистики на неравновесные состояния, если вместо уровня Ферми формально ввести новые величины — *квазиуровни Ферми*. Положим, что вероятность заполнения электроном состояния с энергией E в зоне проводимости можно представить в виде, по форме совпадающем с распределением Ферми — Дирака (V.3.1):

$$f_n = \left(1 + \exp \frac{E - F_n}{kT}\right)^{-1}. \quad (5.1)$$

Тогда, по определению, величина F_n есть квазиуровень Ферми для электронов.

Аналогично, для вероятности нахождения вакансии (дырки) на уровне энергии E в валентной зоне положим

$$f_p = \left(1 + \exp \frac{F_p - E}{kT}\right)^{-1}, \quad (5.2)$$

где, по определению, F_p есть квазиуровень Ферми для дырок. Тогда очевидно, что для n и p мы получим те же соотношения, что и в гл. V, в которые, однако, вместо уровня Ферми F будут входить квазиуровни F_n и, соответственно, F_p . В частности, в невырожденных полупроводниках для неравновесных электронов будет по-прежнему справедливо распределение Больцмана

$$f_n = \exp \frac{F_n - E}{kT}. \quad (5.1a)$$

Соответственно вместо формул (V.5.1) и (V.5.2) мы получим

$$n = n_0 + \delta n = N_c \exp \frac{F_n - E_c}{kT}, \quad (5.3)$$

$$p = p_0 + \delta p = N_v \exp \frac{E_v - F_p}{kT}. \quad (5.4)$$

Вместо формулы (V.5.4) мы будем иметь

$$pn = n_i^2 \exp \frac{F_n - F_p}{kT}. \quad (5.5)$$