

§1. Фотопроводимость.

При поглощении света полупроводником, как известно, может происходить генерация свободных неравновесных носителей заряда. Это явление называют **внутренним фотоэффектом**. Избыточная неравновесная концентрация свободных носителей заряда создает избыточную, добавочную к равновесной (называемую в этом случае темновой) проводимость, называемую **фотопроводимостью**, а само явление изменения электрического сопротивления полупроводника под действием излучения (света) иногда называется фоторезистивным эффектом.

Так как при внутреннем фотоэффекте первичным актом является поглощение фотона в твердом теле, то, очевидно, что и процесс образования Δn под действием излучения будет происходить по-разному в зависимости от особенностей процесса поглощения. Как известно, существует пять видов оптического поглощения в полупроводниках (см. Тему 9).

Если оптическое возбуждение электронов происходит из валентной зоны в зону проводимости (собственное поглощение), то имеет место **собственная фотопроводимость**, обусловленная избыточными Δn и Δp (так как при собственном поглощении $\Delta n = \Delta p$). Для полупроводников с прямыми доменами при вертикальных переходах энергия возбуждающего фотона длинноволновая граница фотона должна быть не меньше ширины запрещенной зоны.

$$h\nu \geq \Delta E_g \text{ - длинноволновая граница}$$

В принципе полоса поглощения (и спектральная зависимость фотопроводимости) могут иметь и коротковолновую границу, однако во многих случаях зона проводимости перекрывается с вышележащими разрешенными зонами, образуя сплошную зону. Поэтому, в принципе (если не учитывать поверхностную рекомбинацию и неравномерность генерации по всему объему образца) спектральное распределение fotocувствительности ($\sigma = f(h\nu)$ или $f(\lambda)$) должно простирается далеко в коротковолновую область. Но это не так.

А при наличии в запрещенной зоне локальных уровней, оптическое поглощение может вызвать переходы между уровнями примеси и разрешенными зонами. В этом случае наблюдается примесное поглощение (особенно при низких T). (**примесная фотопроводимость**).

При экситонном поглощении (экситон – связанная пара электрон-дырка, является электрически нейтральным образованием), первоначально не образуются свободные носители заряда. Однако обычно экситон имеет значительно большую вероятность диссоциации (с образованием Δn и Δp), чем рекомбинации. То есть образование экситонов в конечном итоге также ведет к образованию свободных носителей заряда и соответственно $\Delta \sigma_\phi$.

Поглощение света свободными носителями заряда и фононами (решеточное поглощение) непосредственно не приводят к образованию Δn и Δp . Однако здесь увеличение Δn и Δp может происходить в результате вторичных эффектов, связанных, например, с увеличением кинетической энергии носителей заряда (ударная ионизация) или с увеличением концентрации фононов, которые затем отдают свою энергию на возбуждение носителей заряда.

Перейдем к количественному рассмотрению фотопроводимости. Полная проводимость полупроводника при наличии фотопроводимости будет:

$$\begin{aligned}\sigma &= q[(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p] = \\ &= \sigma_T + \sigma_\phi = \sigma_0 + \sigma_\phi\end{aligned}$$

(считаем, что энергетическое распределение Δn и Δp , а также и их подвижности, не отличаются от равновесных).

$$\sigma_\phi = \sigma - \sigma_0 = q(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) \quad (1)$$

Ясно, что σ_ϕ зависит от Δn и Δp . В свою очередь Δn и Δp зависят от интенсивности поглощенного света и длины волны. Концентрацию избыточных носителей заряда, создаваемых за единицу времени (то есть скорость генерации G) можно выразить как

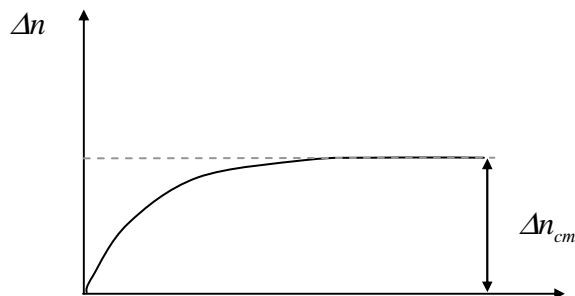
$$(\Delta n)_1 = G = \frac{\beta\alpha I}{h\nu} = \beta\alpha N \quad (2),$$

где $h\nu$ - энергия фотонов, α - коэффициент поглощения [M^{-1}]; I - интенсивность возбуждающего света [$\frac{Дж}{м^2с} = \frac{Вт}{м^2}$]; (αI - количество световой энергии, поглощенной в единицу времени в единице объема), β - так называемый квантовый выход или коэффициент фотоионизации, равный числу пар избыточных носителей заряда (в случае биполярной генерации - для собственного поглощения) или числу носителей заряда одного типа (при примесном поглощении), образуемых одним поглощенным фотоном.

N - число фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени. Соответственно за время t число избыточных носителей заряда будет

$$\Delta n = \beta\alpha N t.$$

Сразу после начала освещения σ_ϕ не достигает $\sigma_{\phi\max}$, так как по мере увеличения Δn и Δp растет скорость рекомбинации. Так как G остается неизменной при неизменном N , то через некоторое время R станет равной G и установится стационарное состояние с Δn_{cm} и Δp_{cm} .



Δn_{cm} (Δp_{cm}) можно определить из уравнения непрерывности t для стационарного случая в предположении однородной генерации (и линейной реакции):

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - R = \beta\alpha N - \frac{\Delta n_{cm}}{\tau_n} = 0$$

$$\frac{\Delta n_{cm}}{\tau_n} = \beta \alpha N$$

$$\Delta n_{cm} = \beta \alpha N \tau_n \quad (3)$$

$$\Delta p_{cm} = \beta \alpha N \tau_p$$

Стационарная фотопроводимость:

$$\sigma_{фст} = q \beta \alpha N (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) \quad (4)$$

Если одно из слагаемых в (4) значительно больше другого, (из-за разницы в μ или τ), то $\sigma_{фст} = q \beta \alpha N \tau \mu$ и называется монополярной. Характеристикой вещества (с точки зрения фотоэффекта) является светочувствительность S_ϕ , определяемая как отношение σ_ϕ к интенсивности света I . Для стационарного случая:

$$\begin{aligned} S_\phi &= \frac{\sigma_\phi}{I} = q \beta \alpha \frac{N}{I} (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) = \\ &= q \alpha \frac{\beta}{h\nu} (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) \end{aligned} \quad (5)$$

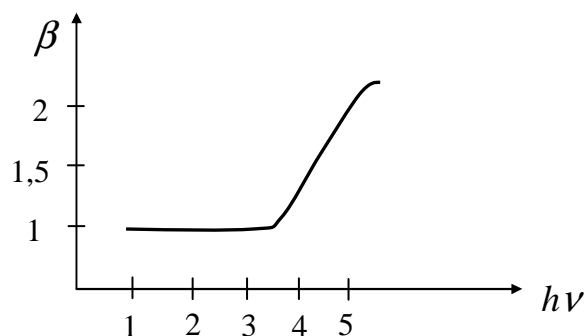
$$\left[\frac{\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}} = \frac{\text{М}}{\text{Ом} \cdot \text{Вт}} \right]$$

Фототок j_ϕ или фотоответ (фотоотклик) равен

$$j_\phi = \sigma_\phi \mathcal{E}$$

$$j_{фст} = \sigma_{фст} \mathcal{E} \quad (6)$$

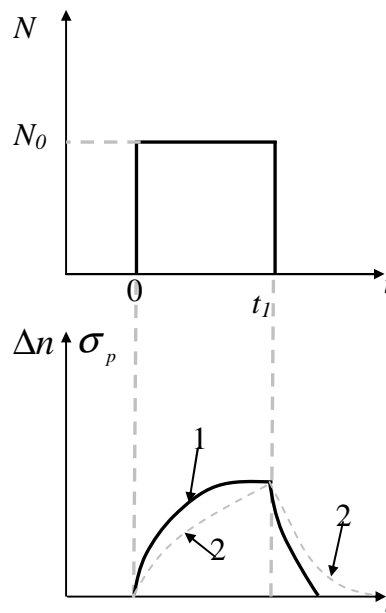
Величина β обычно ≤ 1 , однако при большой энергии квантов $h\nu$, β может быть > 1 . Так для *Si* и *Ge* зависимость $\beta = f(h\nu)$ имеет примерно такой вид.



Рост β после $h\nu \geq 3\varepsilon B$ объясняется тем, что при поглощении высокоэнергетичных фотонов образуются «горячие носители заряда», кинетическая энергия которых $\gg \Delta E_g$. Эти носители могут создать вторичные электронно-дырочные пары путем ударной ионизации и $\beta > 1$.

§2. Релаксация фотопроводимости.

Релаксация фотопроводимости характеризует переходные процессы при включении и выключении постоянного освещения. Рассмотрим фотоотклик на прямоугольный импульс света.



Изменение Δn найдем из уравнения непрерывности, при этом будем считать, что поверхностная рекомбинация не существенна, а излучение поглощается равномерно во всем объеме:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - R = \alpha\beta N(t) - R$$

В случае малого уровня инжекции $R = \frac{\Delta n}{\tau_n}$ (линейная рекомбинация) и

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} + \frac{\Delta n}{\tau_n} = \alpha\beta N(t)$$

В нашем случае $N(t) = N_0$ от $(t_0$ до $t_1)$ и

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} + \frac{\Delta n}{\tau_n} = \alpha \beta N_0 \quad (7)$$

Решение неоднородного уравнения типа (7) ищем в виде

$$\Delta n(t) = e^{-\int p(t) dt} V(t),$$

где $p(t) = \frac{1}{\tau_n}$, а $V(t)$ - неизвестная искомая функция.

$$\Delta n(t) = e^{-\int \frac{dt}{\tau_n}} V(t) = e^{-\frac{t}{\tau_n}} V(t) \quad (8)$$

Подставив (8) в (7) получим

$$-\frac{1}{\tau_n} e^{-\frac{t}{\tau_n}} V(t) + e^{-\frac{t}{\tau_n}} V'(t) + \frac{1}{\tau_n} e^{-\frac{t}{\tau_n}} V(t) = \alpha \beta N_0$$

$$\frac{dV}{dt} = \alpha \beta N_0 e^{\frac{t}{\tau_n}}$$

$$V(t) = \alpha \beta N_0 \tau_n e^{\frac{t}{\tau_n}} + C_1$$

$$\Delta n(t) = \alpha \beta N_0 \tau_n + C_1 e^{-\frac{t}{\tau_n}}$$

Используя для момента включения начальное условие $\Delta n(0) = 0$ при $t = 0$ получим

$$C_1 = -\alpha \beta N_0 \tau_n \text{ и}$$

$$\Delta n(t) = \alpha \beta N_0 \tau_n (1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}}) \quad (9)$$

Формула (9) описывает кинетику нарастания фотопроводимости.

При $t \rightarrow \infty$ стационарное значение Δn_{cm} равно:

$$\Delta n_{cm} = \alpha \beta N_0 \tau_n \quad (10)$$

При выключении света в момент $t = t_1$ в (7) $\alpha \beta N_0 = 0$ и

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau_n}$$

$$\Delta n(t) = C e^{-\frac{t}{\tau_n}}$$

при $t = t_1$, $\Delta n = \Delta n_{cm}$ и $C = \Delta n_{cm} e^{\frac{t_1}{\tau_n}}$, тогда

$$\Delta n(t) = \Delta n_{cm} e^{-\frac{t_1-t}{\tau}}$$

Если принять $t_1 = 0$, то

$$\Delta n(t) = \Delta n_{cm} e^{-\frac{t}{\tau_n}} \quad (11)$$

Эта формула описывает кинетику спада фотопроводимости.

Так как предполагается биполярная генерация, то есть $\Delta n = \Delta p$, то всё вышеуказанное справедливо и для дырок (Δp_{cm}), так как $\tau_n = \tau_p = \tau$.

Итак, при малой освещенности (малый уровень возбуждения), то есть при линейной рекомбинации релаксация фотопроводимости определяется экспоненциальным законом с постоянной времени, соответствующей времени жизни неравновесных носителей заряда.

При большом уровне возбуждения, то есть при $\Delta n \gg n_0 + p_0$ имеем $R = \gamma(\Delta n)^2$ (квадратичная рекомбинация) уравнение непрерывности будет иметь вид:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \beta \alpha N_0 - \gamma(\Delta n)^2 \quad (12)$$

где γ - коэффициент рекомбинации.

Решение этого уравнения:

$$\int \frac{d(\Delta n)}{\beta \alpha N_0 - \gamma(\Delta n)^2} = \int dt$$

$$\left[\int \frac{dx}{a^2 - b^2 x^2} = \frac{1}{2ab} \ln \left| \frac{a + bx}{a - bx} \right| + C \right]$$

$$\frac{1}{2\sqrt{\gamma \beta \alpha N_0}} \ln \left| \frac{\sqrt{\beta \alpha N_0} + \sqrt{\gamma \Delta n}}{\sqrt{\beta \alpha N_0} - \sqrt{\gamma \Delta n}} \right| = t + C$$

(При $t = 0$, $\Delta n = 0$ $\ln 1 = 0$ и $C = 0$)

$$\ln \left| \frac{\sqrt{\beta \alpha N_0} + \sqrt{\gamma \Delta n}}{\sqrt{\beta \alpha N_0} - \sqrt{\gamma \Delta n}} \right| = 2\sqrt{\gamma \beta \alpha N_0} t;$$

$$\left| \frac{\sqrt{\beta \alpha N_0} + \sqrt{\gamma \Delta n}}{\sqrt{\beta \alpha N_0} - \sqrt{\gamma \Delta n}} \right| = e^{2\sqrt{\gamma \beta \alpha N_0} t};$$

$$\left(\sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} + \Delta n \right) = e^{2\sqrt{\gamma \beta \alpha N_0} t} \left(\sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} - \Delta n \right)$$

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} \cdot \frac{e^{2\sqrt{\gamma \beta \alpha N_0} t} - 1}{e^{2\sqrt{\gamma \beta \alpha N_0} t} + 1}$$

При начальных условиях $\Delta n = 0$ при $t = 0$, $C = 0$ имеем

$$\Delta n(t) = \sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} \operatorname{th} t \sqrt{\beta \alpha N_0 \gamma} \quad (13)$$

При $t \rightarrow \infty$ устанавливается стационарное значение Δn_{cm} :

$$\Delta n_{cm} = \sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} = \sqrt{\frac{\beta \alpha I}{\gamma h \nu}} \quad (14)$$

Для процесса спада (при $N_0 = 0$):

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\gamma_r (\Delta n)^2$$

$$\frac{1}{\Delta n(t)} = \gamma t + C$$

Если считать, что при $t = t_1 = 0$ (принимая за начало отсчета момент выключения

импульса света) $\Delta n = \Delta n_{cm}$, то $C = \frac{t}{\Delta n_{cm}}$ и

$$\Delta n(t) = \frac{\Delta n_{cm}}{1 + \gamma \Delta n_{cm} t} = \sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} \cdot \frac{1}{1 + \gamma \sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} t} \quad (15)$$

Итак, при большом уровне возбуждения нарастание фотопроводимости описывается гиперболической тангенсоидой (13), а спад – гиперболической зависимостью (15).

Если использовать понятие мгновенного времени жизни

$$\tau_{\text{мгн}} = - \frac{\Delta n(t)}{\frac{d(\Delta n(t))}{dt}},$$

то уравнение (7) можно использовать и к случаю высокого уровня возбуждения.

Из выражений (10) видно, что при линейной реакции:

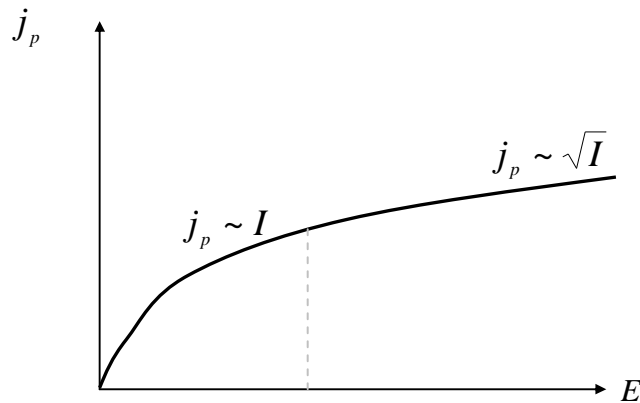
$$\sigma_{\text{фсм}} \sim \Delta n_{\text{см}} \sim N_0 \sim \frac{I_0}{h\nu},$$

а при квадратичной рекомбинации из (14)

$$\sigma_{\text{фсм}} \sim \Delta n_{\text{см}} \sim \sqrt{N_0} \sim \sqrt{\frac{I_0}{h\nu}}$$

Значит зависимость фототока от интенсивности света (люкс-амперная характеристика) должна иметь два участка: линейный при слабой освещенности и сублинейный при сильной.

Иногда может быть и сверхлинейный характер, то есть $\sigma_{\text{ф}} \sim I^b$, где $b > 1$.



Если в полупроводнике имеются центры прилипания (ловушки захвата), то они могут оказать существенное влияние на кинетику фотопроводимости. При нарастании $\sigma_{\text{ф}}$ часть свободных электронов будет захвачена ловушками, они станут неподвижными и не будут участвовать в $\Delta\sigma_{\text{ф}}$. Это приведет к замедлению скорости нарастания $\sigma_{\text{ф}}$. При выключении света постепенное опустошение заполненных ловушек будет затягивать процесс спада (см. рис.).

Поверхностная рекомбинация вызывает уменьшение концентрации неравновесных носителей заряда в приповерхностном слое. Если для эффективного времени жизни запишем

$$\frac{1}{\tau_{\text{эф}}} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_s}, \quad (S - \text{скорость поверхностной реакции})$$

то с учетом того, что при $S \ll \frac{2D}{d}$ (D – биполярный коэффициент диффузии, d – толщина образца в направлении светового луча) можно положить $\tau_s = \frac{d}{2s}$ и тогда

$$\frac{\tau_v}{\tau_{\text{эф}}} = 1 + \frac{2s\tau_v}{d} \quad (16)$$

Из (16) видно, что если $2s\tau_v \ll d$, то $\tau_{\text{эф}} = \tau_v$, то есть для «толстого» образца поверхности реакция практически не сказывается на $\tau_{\text{эф}}$.

При $2s\tau_v \gg d$, $\tau_{\text{эф}} \approx \tau_s$, то есть фотопроводимость определяется поверхностным временем жизни σ_ϕ при этом меньше, чем в первом случае.