Неравновесные носители заряда в полупроводниках

В полупроводниках, в отличие от металлов, под влиянием внешних воздействий(освещения, электрического тока в неоднородных структурах и др.) концентрация электронов и дырок могут изменяться на много порядков. Это приводит к ряду физических явлений, которые лежат в основе действия многих полупроводниковых приборов. Носители заряда, появившиеся в результате внешних воздействий, на полупроводник называют неравновесными носителями

Полупроводник в отсутствие тока, подвергаемый внешнему воздействию.
Объем достаточно большой так, чтобы можно было пренебречь влиянием поверхности на его свойства

Концентрации неравновесных носителей (возникли в результате внешнего воздействия)

$$\delta n = n - n_0; \quad \delta p = p - p_0$$

n, p - Полная концентрация электронов (дырок) в п/п, подвергаемом внешнему воздействию

n_0, p_0 - Равновесная концентрация электронов (дырок)

Уравнение для концентрации неравновесных носителей – з-н сохранения частиц

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = g_n - R_n; \quad \frac{\partial \delta p}{\partial t} = g_p - R_p$$

$g_{n,p}$ - Темп генерации неравновесных носителей – число свободных электронов (дырок), появляющихся в ед. объема в ед. времени в результате внеш. воздействий

$R_{n,p}$ -Темп исчезновения свободных электронов (дырок) в ед. объема в ед. времени (с учетом тепловой генерации)

$$R_n = r_n - g_{n,T}; \quad R_p = r_p - g_{p,T}$$

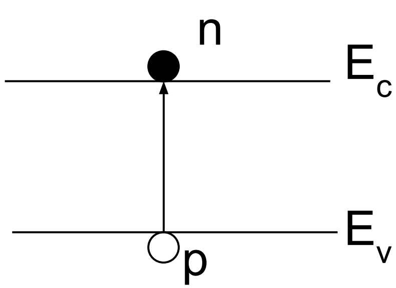
$r_{n,p}$ - Темп рекомбинации – число свободных электронов (дырок), исчезающих в ед. объема в ед. времени за счет процессов рекомбинации со свободными и связанными дырками (электронами)

$g_{n,T}$ - Темп тепловой генерации – число электронов (дырок), возникающих в ед. объема в ед. времени за счет теплового переброса через щель

Генерация – процесс возникновения свободных носителей заряда (способных переносить ток): электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне.

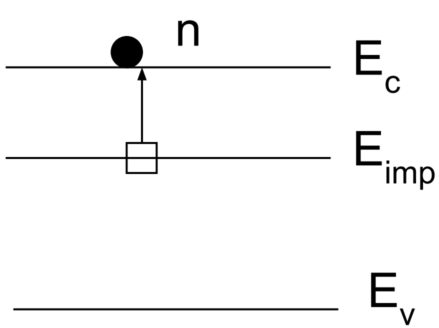
Вследствие наличия локализованных состояний темпы генерации электронов и дырок могут не совпадать.

<u>Генерация зона-зона</u> – электрон переходит из вал. зоны в зону провод.

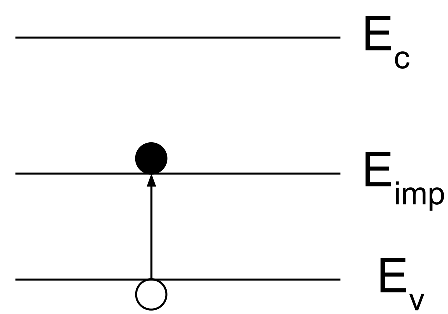


В зоне проводимости появляется свободный электрон, а в валентной зоне свободная дырка. Носители появляются парами => $g_n=g_p$

Если электрон приходит или уходит с локализованного уровня энергии (например, примесного), то появляются свободные носители только одного типа. В этом случае темпы генерации электронов и дырок отличаются.



Есть генерация электронов, но нет генерации дырок

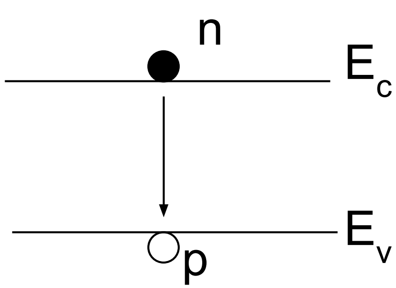


Есть генерация дырок, но нет генерации электронов

Рекомбинация – исчезновение свободных носителей заряда (способных переносить ток): электронов из зоны проводимости и дырок из валентной зоне.

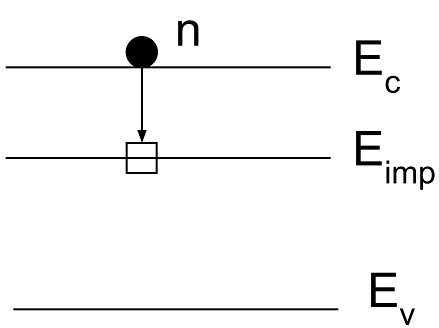
Вследствие наличия локализованных состояний темпы рекомбинации электронов и дырок могут не совпадать.

<u>Рекомбинация зона-зона</u> – электрон переходит из зоны провод. в вал. зону

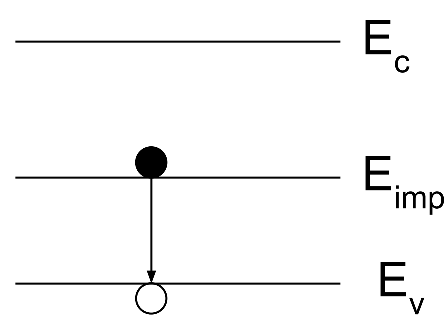


В зоне проводимости исчезает свободный электрон, а в валентной зоне - свободная дырка. Носители исчезают парами $\Rightarrow r_n = r_p$

Если электрон приходит или уходит с локализованного уровня энергии (например, примесного), то исчезают свободные носители только одного типа. В этом случае темпы генерации электронов и дырок отличаются.



Рекомбинация электрона не сопровождается исчезновением свободной дырки



Рекомбинируют только дырки

Для количественного описания кинетики неравновесных носителей применяется понятие <u>среднего времени жизни</u> неравновесных электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, которые определяются следующими выражениями

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n}; \quad R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p}$$

В общем случае R_n и R_p нелинейно зависят от концентрации носителей. В этом случае зависит время жизни от концентрации носителей.

Если δn, δp<<n,p темп изсчезновения носителей можно разложить в ряд Тейлора

$$R_n(n) = R_n(n_0) + \left.\frac{\partial R_n}{\partial n}\right|_0 \delta n + \ldots$$

$$\textit{В равновесии } r_n = g_{n,T} \Rightarrow R_n(n_0) = r_n - g_{n,T} = 0$$

Если достаточно только линейного члена, то время жизни

$$\frac{1}{\tau_n} = \left.\frac{\partial R_n}{\partial n}\right|_0$$

- Не зависит от концентрации – вероятность исчезновения в единицу времени электрона из зоны проводимости (следствие теоремы об умножении вероятности)

$$\textit{Физический смысл} \Rightarrow r_n \textit{ и } r_p \textit{ всегда зависят от концентрации}$$

$$R_{n,p} = r_{n,p} - g_{n,p,T} \Rightarrow g_{n,T} = \frac{n_0}{\tau_n}; g_{p,T} = \frac{p_0}{\tau_p}$$

- Времена жизни определяют темп тепловой генерации

$R_n = \dfrac{\delta n}{\tau_n} \Rightarrow \dfrac{1}{\tau_n} = \dfrac{R_n}{\delta n}$ – доля неравновесных носителей, исчезающих в ед. времени в ед. объема

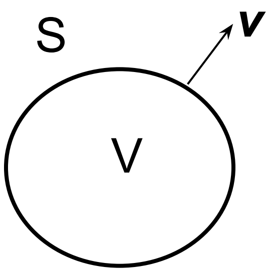
Число избыточных носителей в физ. беск. малом объеме – макроскопически большое $\Rightarrow$

можно считать, что в отношении $\dfrac{R_n}{\delta n}$ есть предельный переход теории вероятности $\Rightarrow$

$\dfrac{1}{\tau_n} = \dfrac{R_n}{\delta n}$ можно рассматривать, как вероятность исчезновения неравновесного электрона в единицу времени

Уравнение непрерывности при наличии тока

Дифференциальная форма баланса носителей в объеме



Изменение числа электронов в объеме V возможно за счет:
1)пересечения поверхности S в результате диффузии и дрейфа ;
2) внешней и тепловой генерации;
3) рекомбинации

Баланс электронов в объеме V

$$\frac{\partial N_V}{\partial t} = -I_{curr} + I_g + I_{g,T} - I_r$$

$$N_V = \int_V dVn$$ - число электронов в объеме V

$$I_{curr} = \int_{S^+} d\mathbf{S} \frac{\mathbf{j}_n}{-e}$$ - число электронов, пересек. в ед. времени поверхн. S в направлении внешней нормали в рез-те диффузии и дрейфа

$$I_g = \int_V dVg_n$$ - число электронов, появляющихся в ед. времени в объеме V в результате внешней генерации

$$I_{g,T} = \int_V dVg_{n,T}$$ - число электронов, появляющихся в ед. времени в объеме V в результате тепловой генерации

$$I_r = \int_V dVr_n$$ - Число электрона, исчезающих в ед. времени из объема V в результате рекомбинации

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V dVn = -\int_{S^+} d\mathbf{S}\,\frac{\mathbf{j}_n}{-e} + \int_V dV\left[g_n + g_{n,T} - r_n\right]$$

$$Th\ о\ дифф.\ интегр.\ по\ парам. \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t}\int_V dVn = \int_V dV\,\frac{\partial n}{\partial t}$$

$$Th\ Остроградского - Гаусса \Rightarrow \int_{S^+} d\mathbf{S}\mathbf{j}_n = \int_V dV div\mathbf{j}_n$$

$$\int_V dV\left[\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e}div\mathbf{j}_n - g_n - g_{n,T} + r_n\right] = 0$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e}div\mathbf{j}_n + g_n + g_{n,T} - r_n$$

$$Дырки \quad -e \to e;\, n \to p$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e}div\mathbf{j}_p + g_p + g_{p,T} - r_p$$

$$
\begin{cases}
\dfrac{\partial n}{\partial t} = \dfrac{1}{e} div\mathbf{j}_n + g_n - R_n; \quad R_n = r_n - g_{n,T} = \dfrac{n - n_0}{\tau_n} \\
\dfrac{\partial p}{\partial t} = -\dfrac{1}{e} div\mathbf{j}_p + g_p - R_p; \quad R_p = r_p - g_{p,T} = \dfrac{p - p_0}{\tau_p} \\
j_n^{\alpha} = en\sum_{\beta} \mu_n^{\alpha,\beta} E^{\beta} + e\sum_{\beta} D_n^{\alpha,\beta} \dfrac{\partial n}{\partial x^{\alpha}} \\
j_p^{\beta} = ep\sum_{\beta} \mu_p^{\alpha,\beta} E^{\beta} - e\sum_{\beta} D_n^{\alpha,\beta} \dfrac{\partial p}{\partial x^{\alpha}} \\
\nabla \mathbf{D} = 4\pi\rho; \quad D^{\alpha} = \sum \varepsilon^{\alpha,\beta} E^{\beta}
\end{cases}
\qquad (*)
$$

$\rho = e(p + p_t - n - n_t)$ - Полная плотность заряда

n_t - - число электронов, захваченных на акцепторные уровни

p_t - Число вакантных мест, на донорных уровнях

Величины p и n, с одной стороны, и nt и pt, с другой стороны, не являются независимыми, а связаны уравнениями кинетики рекомбинации. Система уравнений (*) вместе с рекомбинационными уравнениями полностью определяет пространственно-временное распределение носителей заряда, поля и токов

Полный заряд(ионный + электронный + дырочный) – сохраняется $\Rightarrow$
справедливо уравнение непрерывности для полной плотности заряда

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\nabla\left(\mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p\right) \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t}(p_t - n_t) = \left(\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e}\nabla\mathbf{j}_n\right) - \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{e}\nabla\mathbf{j}_p\right)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e}div\mathbf{j}_n + g_n - R_n \Rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e}div\mathbf{j}_n = g_n - R_n$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e}div\mathbf{j}_p + g_p - R_p \Rightarrow \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{e}div\mathbf{j}_p = g_p - R_p$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(p_t - n_t) = g_n - g_p + \frac{\delta p}{\tau_p} - \frac{\delta n}{\tau_n}$$

Будет ли в полупроводнике образовываться объемный заряд?

Влияние процессов на электронейтральность:

1) Генерация – нарушает равновесие и, соответственно, электронейтральность. Характерное время нарушения равновесия - $\tau_{ген}$
2) Дрейфовый и диффузионный токи – стремятся перераспределить свободные. носители заряда так, чтобы уменьшить полный ток. В однородном полупроводнике стремятся установить электронейтральнось. Скорость процесса характеризуется максвелловским временем релаксации τ_M (время, за которое в однородной проводящей среде “рассасывается” неоднородное распределение заряда)
3) Рекомбинация – убирает свободные носители заряда. Может приводить к нарушению электронейтральности. Характерные времена процессов $\tau_{n,p}$

$\tau_M << \tau_{ген}, \tau_{p,n} \Rightarrow$ В однородном полупроводнике будет успевать устанавливаться электронейтральность ρ~0

Такая ситуация реализуется для большинства “рабочих” однородных полупроводников

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial\rho}{\partial t}=-\nabla\left(\mathbf{j}_n+\mathbf{j}_p\right)\\&\rho\approx 0\end{aligned}\right|\Rightarrow\nabla\left(\mathbf{j}_n+\mathbf{j}_p\right)=0$$

$$\frac{\partial n}{\partial t}=\frac{1}{e}div\mathbf{j}_n+g_n-\frac{\delta n}{\tau_n}\quad(-)\quad\frac{\partial p}{\partial t}=-\frac{1}{e}div\mathbf{j}_p+g_p-\frac{\delta p}{\tau_p}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t}-\frac{\partial p}{\partial t}=g_n-g_p+\frac{\delta p}{\tau_p}-\frac{\delta n}{\tau_n}$$

$$\textit{В случае }\delta p_t,\delta n_t<<\delta n,\delta p\Rightarrow\rho\approx e\left(\delta p-\delta n\right)\approx 0\Rightarrow\delta p\approx\delta n$$

$$\frac{\partial n}{\partial t}-\frac{\partial p}{\partial t}=g_n-g_p+\left(\frac{1}{\tau_p}-\frac{1}{\tau_n}\right)\delta n$$

$$\textit{В случае генерации зона}-\textit{зона }g_n=g_p;$$

$$\frac{\partial n}{\partial t}-\frac{\partial p}{\partial t}=\left(\frac{1}{\tau_p}-\frac{1}{\tau_n}\right)\delta n$$

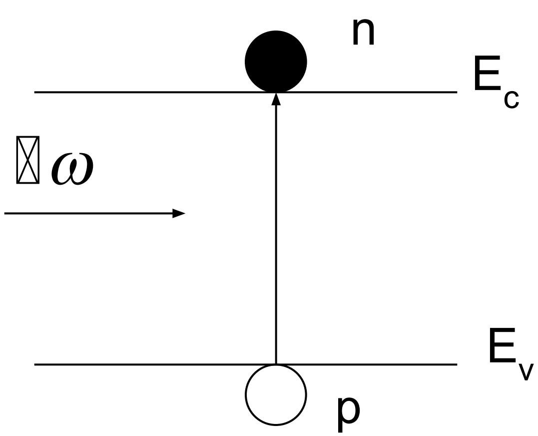
$$\textit{В стационарном случае }\frac{\partial n}{\partial t}-\frac{\partial p}{\partial t}=0\Rightarrow\left(\frac{1}{\tau_p}-\frac{1}{\tau_n}\right)\delta n=0\Rightarrow\tau_p=\tau_n\equiv\tau$$

Если неравновесные концентрации носителей малы по сравнению с равновесными так, что можно пренебречь зависимостью времени жизни от неравновесной концентрации, тогда в указанных условиях неравновесные электроны в зоне проводимости и неравновесные дырки в валентной зоне можно характеризовать единым временем жизни

<u>Фотопроводимость</u>

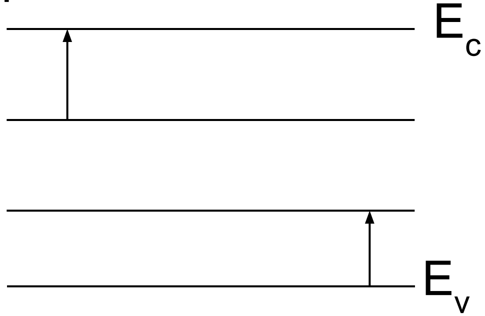
Фотопроводимость – изменение проводимости полупроводника при освещении его электромагнитным излучением. Причина – возникновение дополнительных носителей в результате поглощения фотонов

А) <u>собственное поглощение</u>.



При поглощении фотона электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости (рождается электрон-дырочная пара)
Сперктр поглощения ограничен шириной запрещенной зоны $\hbar\omega > E_g$

Б) примесное поглощение



При поглощении фотона носители возбуждаются из примесных уровней в зоны

Как правило, в собственной полосе частот поглощение на много порядков больще, чем в примесной области

Темп оптической генерации – рассчитанное на единицу объема число фотоэлекронов (фотодырок), появляющихся в зоне проводимости (валентной зоне) в единицу времени в результате оптического возбуждения (зависит от частоты возбуждения и расстояния от освещаемой поверхности)

$$g_{n,p}(\omega) = \nu(\omega)\left|\frac{dI(x,\omega)}{dx}\right|$$

$\nu(\omega)$ - Квантовый выход внутреннего фотоэффекта – число носителей (число пар носителей в случае собственной генерации), появляющихся в среднем на один поглощенный квант. Для высокоэнергетических фотонов ν может быть >1 (в результате поглощения фотона может рождаться несколько носителей или их пар). Обычно, ν<1 (часть фотонов поглощается на колебаниях решетки и свободными носителями без рождения дополнительных электронов и дырок)

$I(x,\omega)$ - Интенсивность света на расстоянии x от облучаемой поверхности – среднее число фотонов, пересекающий в единицу времени единичную поверхность на плоскости x

$\left|\frac{dI(x,\omega)}{dx}\right|$ - Отнесенное к единице объема среднее число фотонов, поглощенных в единицу времени в физически бесконечно малом слое между плоскостями x и x+dx

$$\gamma(\omega) = \frac{1}{I(x,\omega)} \left| \frac{dI(x,\omega)}{dx} \right|$$
- Доля фотонов, поглощенных в единицу времени в единице объема

$$g_{n,p} = \nu \cdot \gamma \cdot I$$

$$\sigma = e\mu_n n + e\mu_p p$$

Проводимость может изменяться как в следствие увеличения концентрации носителей, так и в следствие изменения их подвижности.

После поглощения фотона электрон и дырка приобретают определенные (неравервесные) значения энергии и импульса. В результате взаимодействия с колебаниями решетки, стационарными дефектами и остальными носителями, фотоносители стремятся термолизоваться в своих зонах – распределиться по энергиям и импульсам так же как и равновесные носители. В большинстве полупроводников (при T>20 К)время термолизации (релаксации импульса и энергии) в зонах существенно меньше их времени жизни. Тогда электроны и дырки успевают термолизовться в своих зонах и их подвижность практически не меняется

$$\delta\sigma = e\mu_n \delta n + e\mu_p \delta p$$

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = \frac{1}{e} div\mathbf{j}_n + g_n - \frac{\delta n}{\tau_n} \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = -\frac{1}{e} div\mathbf{j}_p + g_p - \frac{\delta p}{\tau_p} \qquad (2)$$

$$e\mu_n \times (1) + e\mu_p \times (2)$$

$$\frac{\partial \delta\sigma}{\partial t} = \mu_n div\mathbf{j}_n - \mu_p div\mathbf{j}_p + e\mu_n g_n + e\mu_p g_p - \frac{\delta\sigma}{\tau_{фп}}$$

$$\frac{1}{\tau_{фп}} = \frac{\mu_n \delta n + \mu_p \delta p}{\dfrac{\mu_n \delta n}{\tau_n} + \dfrac{\mu_p \delta p}{\tau_p}}$$

- Время релаксации фотопроводимости (определяет темп установления и затухания фотопроводимости)

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = \frac{1}{e} div\mathbf{j}_n + g_n - \frac{\delta n}{\tau_n}; \quad \frac{\partial \delta p}{\partial t} = -\frac{1}{e} div\mathbf{j}_p + g_p - \frac{\delta p}{\tau_p}$$

В момент времени $t = 0$ *включается стационарная однородная фотогенерация*

зона − зона $\quad g_n = g_p = g; \delta n(t=0) = \delta p(t=0) = 0$

Однородный полупроводник, $\tau_M \ll \tau_{ген}, \tau_{p,n}$ *− квазиэлектронейтральность*

$$div\mathbf{j}_n \approx 0; \quad div\mathbf{j}_p \approx 0$$

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = g - \frac{\delta n}{\tau_n} \Rightarrow \delta n(t) = C\exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) + g\tau_n \rightarrow \delta n(t=0) = 0 \Rightarrow C = -g\tau_n$$

$$\delta n(t) = g\tau_n\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right)\right]; \quad \delta p(t) = g\tau_p\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right)\right]$$

I) По истечении времени $t \gg \tau_n, \tau_p$ $\begin{cases} \delta n(t \gg \tau_n) \approx g\tau_n \\ \delta p(t \gg \tau_p) \approx g\tau_p \end{cases}$ *− происходит выход на стац. режим*

$$(\delta\sigma)_s = eg(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p)$$

$$\mu_n \propto \mu_p; \quad \tau_n \gg \tau_p \rightarrow (\delta\sigma)_s \approx eg\mu_n\tau_n$$

$$\mu_n \propto \mu_p; \quad \tau_p \gg \tau_n \rightarrow (\delta\sigma)_s \approx eg\mu_p\tau_p$$

Измеряя стационарную фотопроводимость можно определить время жизни долгоживущих фотоносителей

$$\delta n(t) = g\tau_n\left[1-\exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right)\right]; \quad \delta p(t) = g\tau_p\left[1-\exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right)\right]$$

$$II)\ \textit{Сразу после возникновения генерации}\ (t \ll \tau_n, \tau_p)\begin{cases}\delta n(t \ll \tau_n) \approx gt \\ \delta p(t \ll \tau_p) \approx gt\end{cases} - \textit{происходит выход на стац. режим}$$

$$(\delta\sigma)_s = eg(\mu_n + \mu_p)\cdot t - \textit{линейное нарастание, не зависит от рекомбинации}$$

$$\textit{тангенс угла наклона} \propto g = \nu\cdot\gamma\cdot I$$

Измеряя тангенс угла наклона можно определить квантовый выход внутреннего фотоэффекта

Квазиуровни Ферми

Релаксация носителей в зонах происходит быстрее, чем межзонная релаксация. Часто бывает так, что на масштабе характерного времени выведения системы из равновесия носители в зонах успевают термолизоваться, и можно считать, что в каждой зоне есть равновесия со своим химическим потенциалом

$$f_n(\varepsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - F_n}{T}\right) + 1};\ f_p(\varepsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - F_p}{T}\right) + 1}$$

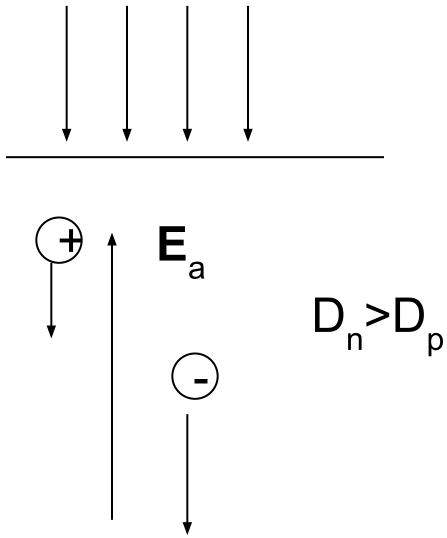
$$\textit{Невырождполупровод.}\, f_n(\varepsilon) = \exp\left(\frac{F_n(\mathbf{r}) - \varepsilon}{T}\right);\ f_p(\varepsilon) = \exp\left(\frac{-F_p(\mathbf{r}) + \varepsilon}{T}\right)$$

$$n = 2\left(\frac{m_n T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(\frac{F_n(\mathbf{r}) - E_c}{T}\right)$$

$$p = 2\left(\frac{m_p T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(\frac{E_v - F_p(\mathbf{r})}{T}\right)$$

$$\mathbf{j}_n = \mu_n n \nabla F_n;\ \mathbf{j}_p = \mu_p p \nabla F_p$$

Амбиполярная диффузия



Поверхность полупроводника облучается светом. В приповерхностной области образуются избыточные электроны и дырки. Возникает градиент концентрации => носители диффундируют внутрь полупроводника. Коэффициенты диффузии – разные для дырок и электронов. Носители одного знака будут обгонять носители другого знака => возникнет электрическое поле (амбиполярное поле), тормозящее быстро диффундирующие носители и ускоряющее медленно диффундирующие носители. В результате два противоборствующих фактора уравновешивают друг друга, и скорость электронов сравнивается со скоростью дырок. Соответственно, диффузия электронов и дырок будет определяться единым коэффициентом диффузии – коэффициентом амбиполярной диффузии

Внешнего поля нет.

После установлен ия стационарн ого режима

$$\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_p \Rightarrow \mathbf{j}_n = -\mathbf{j}_p \Rightarrow \mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p = 0$$

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n \mathbf{E}_a + eD_n \nabla n$$

$$\mathbf{j}_p = \sigma_p \mathbf{E}_a - eD_p \nabla p; \quad \sigma = \sigma_n + \sigma_p = e(\mu_n n + \mu_p p)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}_a + e(D_n \nabla n - D_p \nabla p) = 0$$

$$\mathbf{E}_a = \frac{e(D_p \nabla p - D_n \nabla n)}{\sigma} = \frac{e(D_p \nabla p - D_n \nabla n)}{\mu_n n + \mu_p p} - \textit{поле амбиполярн ой диффузии}$$

Однородный полупровод ник. Квазиэлект ронейтраль ность

и пренебреже м (для простоты) связанными носителям $\Rightarrow \delta n = \delta p \Rightarrow \nabla n = \nabla p; \dfrac{\partial n}{\partial t} = \dfrac{\partial p}{\partial t}$

$$\mathbf{E}_a = \frac{e(D_p - D_n)}{\sigma} \nabla p = \frac{(D_p - D_n)}{\mu_n n + \mu_p p} \nabla p$$

$$D_p > D_n \Rightarrow \mathbf{E}_a \uparrow\uparrow \nabla p$$

$$D_n > D_p \Rightarrow \mathbf{E}_a \uparrow\downarrow \nabla p$$

$$\mathbf{E}_a = \frac{e(D_p - D_n)}{\sigma}\nabla n \to \mathbf{j}_n = \sigma_n \mathbf{E}_a + eD_n \nabla n$$

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n \frac{e(D_p - D_n)}{\sigma}\nabla n + eD_n \nabla n = e\frac{(\sigma_n D_p + \sigma_n D_n)}{\sigma}\nabla n$$

$$\mathbf{E}_a = \frac{e(D_p - D_n)}{\sigma}\nabla p \to \mathbf{j}_p = \sigma_p \mathbf{E}_a - eD_p \nabla p$$

$$\mathbf{j}_p = \sigma_p \frac{e(D_p - D_n)}{\sigma}\nabla p - eD_p \nabla p = -e\frac{(\sigma_n D_p + \sigma_p D_n)}{\sigma}\nabla p$$

Таким образом, ток электронов и дырок в отсутствие внешнего поля мы представили в виде тока диффузии с коэффициентом, общим для электронов и дырок

$$\mathbf{j}_{n,\text{амб.диф}} = eD\nabla n; \quad \mathbf{j}_{n,\text{амб.диф}} = -eD\nabla p; \quad D = \frac{(\sigma_n D_p + \sigma_n D_n)}{\sigma} = \frac{(n+p)}{p / D_n + n / D_p}$$

Если на образец также наложено поле $\mathbf{E}_{\text{внеш}}$, создаваемое внешними источниками, то

$$\mathbf{E}_{\text{полн}} = \mathbf{E}_{\text{внеш}} + \mathbf{E}_a \to \mathbf{j}_n = \sigma_n \mathbf{E}_{\text{полн}} + eD_n \nabla n$$

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n \mathbf{E}_{\text{внеш}} + \mathbf{j}_{n,\text{амб.диф}}$$

Представили ток в виде суммы дрейфового тока, определяемого только полем внешних зарядов, и диффузионного тока, учитывающего амбиполярное поле в коэффициенте диффузии

$$D = \frac{(n+p)}{p/D_n + n/D_p}$$

$$n - mun\ n_0 >> p_0 \Rightarrow n >> p \Rightarrow D \approx D_p$$

$$p - mun\ p_0 >> n_0 \Rightarrow p >> n \Rightarrow D \approx D_n$$

Коэффициент амбиполярной диффузии определяется неосновными носителями. Причина - квазинейтральность обеспечивают основные носители и поэтому они подстраиваются под движение неосновных носителей

Амбиполярный дрейф

Рассмотрим движение пакета неравновесных носителей в электрическом поле, настолько сильном, что можно пренебречь током диффузии по сравнению с током дрейфа. Подвижности у электронов и дырок разные => одни носители будут опережать другие => возникает амбиполярное поле, которое тормозит быстрые носители и ускоряет медленные носители. В результате противодействующие факторы уравновесятся, и электроны и дырки будут двигаться с одной скоростью – установится общая скорость (амбиполярная) у пакета носителей и, соответственно, можно ввести общую (амбиполярную) подвижность.

Найдем эту скорость и, соответственно, подвижность

Поля сильные – током диффузии пренебрегаем. Пусть все величины зависят только от одной координаты x

$$j_n = \sigma_n(x,t)E(x,t); \quad j_p = \sigma_p(x,t)E(x,t)$$

$$\sigma_n = e\mu_n n; \quad \sigma_p = e\mu_p p; \quad \sigma = \sigma_n + \sigma_p$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e}div\mathbf{j}_n + g_n - \frac{\delta n}{\tau_n}; \quad \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e}div\mathbf{j}_p + g_p - \frac{\delta p}{\tau_p}$$

Рекомбинация и генерация не должна сильно влиять на скорость пакета носителей

Для простоты пренебрежем рекомбинацией и генерацией (потом обобщим)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e}div\mathbf{j}_n = \frac{1}{e}\sigma_n\frac{\partial E}{\partial x} + \frac{1}{e}\frac{\partial \sigma_n}{\partial x}E \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e}div\mathbf{j}_p = -\frac{1}{e}\sigma_p\frac{\partial E}{\partial x} - \frac{1}{e}\frac{\partial \sigma_p}{\partial x}E \quad (2)$$

$$\sigma_p \times (1) + \sigma_n \times (2)$$

$$\sigma_p\frac{\partial n}{\partial t} + \sigma_n\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{e}\left(\sigma_p\frac{\partial \sigma_n}{\partial x} - \sigma_n\frac{\partial \sigma_p}{\partial x}\right)E$$

Однородный полупроводник. Квазиэлектронейтральность

и пренебрежем (для простоты) связанными носителям $\Rightarrow \delta n = \delta p \Rightarrow \nabla n = \nabla p; \dfrac{\partial n}{\partial t} = \dfrac{\partial p}{\partial t}$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{e^2}{e\sigma}\left(\mu_p\mu_n p\frac{\partial n}{\partial x} - \mu_p\mu_n n\frac{\partial p}{\partial x}\right)E = -\frac{\mu_p\mu_n(n-p)}{\mu_n n + \mu_p p}E\cdot\frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\mu_p \mu_n (n-p)}{\mu_n n + \mu_p p} E \cdot \frac{\partial p}{\partial x} - \text{описывает газ частиц с концентрацией } p(x),$$

$$\text{движущихся с одинаковой скоростью } v_a = \frac{\mu_p \mu_n (n-p)}{\mu_n n + \mu_p p} E \text{ вдоль оси } X$$

Амбиполярная подвижность пакета

$$v = \mu E \Rightarrow \mu = \frac{v_a}{E} = \frac{\mu_p \mu_n (n-p)}{\mu_n n + \mu_p p}$$

$$n \neq p \rightarrow v_a \neq 0$$

Поле сообщает пакету определенную скорость, несмотря на то, что область пакета в целом электрически нейтральна

$$n - \text{тип} \rightarrow n >> p \rightarrow \mu \approx \mu_p > 0$$

$$p - \text{тип} \rightarrow p >> n \rightarrow \mu \approx -\mu_n < 0$$

Скорость пакета определяется неосновными носителями. Пакет движется в ту же сторону, что и неосновные носители

$$\text{собственный полупроводник} \rightarrow n = p \rightarrow \mu = 0$$

Поле не управляет пакетом

Уравнение непрерывности в амбиполярной форме

Учтем одновременно диффузию, дрейф, генерацию и рекомбинацию, рассмотрев 3D задачу.

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n \mathbf{E} + eD_n \nabla n \rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e}\nabla \mathbf{j}_n + g_n - \frac{\delta n}{\tau_n}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g_n + \frac{1}{e}\nabla \sigma_n \cdot \mathbf{E} + \frac{\sigma_n}{e}\nabla \mathbf{E} + D_n \Delta n - \frac{\delta n}{\tau_n} \quad (1)$$

$$\mathbf{j}_p = \sigma_p \mathbf{E} - eD_p \nabla p \rightarrow \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e}\nabla \mathbf{j}_p + g_p - \frac{\delta p}{\tau_p}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g_p - \frac{1}{e}\nabla \sigma_p \cdot \mathbf{E} - \frac{\sigma_p}{e}\nabla \mathbf{E} - D_p \Delta p - \frac{\delta p}{\tau_p} \quad (2)$$

$$\sigma_p \times (1) + \sigma_n \times (2)$$

$$\sigma_p \frac{\partial n}{\partial t} + \sigma_n \frac{\partial p}{\partial t} = \sigma_p g_n + \sigma_n g_p + \frac{1}{e}\left(\sigma_p \nabla \sigma_n - \sigma_p \nabla \sigma_n\right) \cdot \mathbf{E} + \left(\sigma_p D_n \Delta n + \sigma_n D_p \Delta p\right) - \frac{\sigma_p \delta n}{\tau_n} - \frac{\sigma_n \delta p}{\tau_p}$$

Однородный полупроводник. Квазиэлектронейтральность

и пренебрежем (для простоты) связанными носителям $\Rightarrow \delta n = \delta p \Rightarrow \nabla n = \nabla p; \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}; \tau_n = \tau_p = \tau$

Генерация зона – зона $g_n = g_p = g$

$$\sigma \frac{\partial p}{\partial t} = \sigma g + \frac{1}{e}\left(\sigma_p \nabla \sigma_n - \sigma_n \nabla \sigma_p\right) \cdot \mathbf{E} + \left(\sigma_p D_n + \sigma_n D_p\right)\Delta p - \frac{\sigma \delta p}{\tau_p}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g + \frac{1}{e\sigma}\left(\sigma_p \nabla \sigma_n - \sigma_n \nabla \sigma_p\right) \cdot \mathbf{E} + D\Delta p - \frac{\delta p}{\tau}$$

$$D = \frac{\left(\sigma_p D_n + \sigma_n D_p\right)}{\sigma} - \text{коэффициен т амбиполярн ой диффузии}$$

$$\frac{1}{e\sigma}\left(\sigma_p \nabla \sigma_n - \sigma_n \nabla \sigma_p\right) = -\frac{\mu_n \mu_p (n-p)}{\mu_n n + \mu_p p} \nabla p$$

$$D\Delta p = \nabla\left(D\nabla p\right) - \nabla D \nabla p$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - \left[\frac{\mu_n \mu_p (n-p)}{\mu_n n + \mu_p p} + \nabla D\right] \nabla p + \nabla\left(D\nabla p\right) - \frac{\delta p}{\tau}$$

$$\mathbf{v} = \frac{\mu_n \mu_p (n-p)}{\mu_n n + \mu_p p} \cdot \mathbf{E} + \nabla D$$ - Скорость пакета

Уравнение непрерывности в амбиполярной форме

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - \mathbf{v}\nabla p + \nabla\left(D\nabla p\right) - \frac{\delta p}{\tau}$$

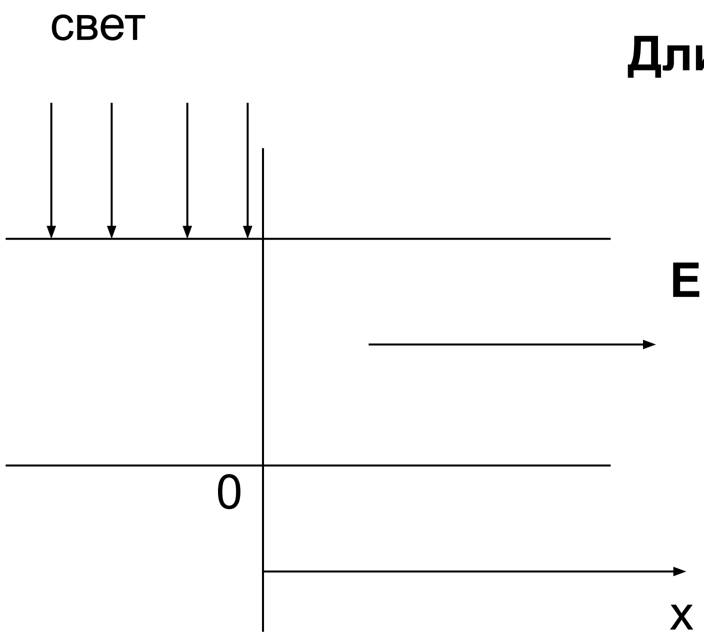
$$D = \frac{\left(\sigma_p D_n + \sigma_n D_p\right)}{\sigma}; \quad \mathbf{v} = \frac{\mu_n \mu_p \left(n - p\right)}{\mu_n n + \mu_p p} \cdot \mathbf{E} + \nabla D$$

$-\mathbf{v}\nabla p$ - Изменение концентрации во времени вследствие движения пакета

$\nabla\left(Dp\right)$ -Изменение концентрации вследствие диффузии

Под **E** нужно понимать поле, создаваемое внешними источниками (амбиполярное поле уже учли в D)

Длины диффузии и дрейфа



Нитевидный образец n-типа освещается в области x<0. В области x>0 освещения нет.

Надо найти распределение носителей в темной области x>0

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = g - v\frac{\partial \delta p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(D\frac{\partial \delta p}{\partial x}\right) - \frac{\delta p}{\tau}$$

$$D = \frac{(n+p)}{p/D_n + n/D_p}; \quad v = \mu E + \nabla D; \quad \mu = \frac{\mu_n \mu_p (n-p)}{\mu_n n + \mu_p p}$$

$$Избыточных\ носителей\ мало\ \frac{\partial D}{\partial x} = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\partial \mu}{\partial x} = 0$$

$$В\ обл.\ x > 0\ g = 0$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = -\mu E\frac{\partial \delta p}{\partial x} + D\frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} - \frac{\delta p}{\tau}$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = -\mu E\,\frac{\partial \delta p}{\partial x} + D\,\frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} - \frac{\delta p}{\tau}$$

Сттционарнй режим $\dfrac{\partial \delta p}{\partial t} = 0$

$$(\delta p)'' - \frac{2}{\lambda}(\delta p)'' - \frac{\delta p}{L^2} = 0; \quad \lambda = \frac{2D}{\mu E}; \quad L = \sqrt{D\tau}$$

$$\delta p(x) = A\exp(k_1 x) + B\exp(k_2 x)$$

$$k_{1,2} = \frac{1}{\lambda}\left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{L^2}}\right)$$

$I\,)E > 0$ *– поле затягивает в неосвещенную часть неосновные носители*

$$\lambda > 0 \Rightarrow k_1 > 0; k_2 < 0$$

$$\delta p(x \to +\infty) = 0 \Rightarrow A = 0$$

$$\delta p(x) = \delta p(0)\exp\left(-\frac{x}{\boxtimes}\right)$$

$\boxtimes = -\dfrac{1}{k_2}$ *– длина затягивания неосновных носителей*

Слабые поля $(\lambda >> L) \to \boxtimes \approx L = \sqrt{D\tau}$ *– длина диффузии*

Сильные поля $(\lambda << L) \to \boxtimes \approx 2L^2 / \lambda = \mu E\tau$ *– длина дрейфа*

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = -\mu E \frac{\partial \delta p}{\partial x} + D \frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} - \frac{\delta p}{\tau}$$

$$\textit{Сттционарн й режим} \quad \frac{\partial \delta p}{\partial t} = 0$$

$$\delta p(x) = A \exp(k_1 x) + B \exp(k_2 x)$$

$$k_{1,2} = \frac{1}{\lambda}\left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{L^2}}\right); \quad \lambda = \frac{2D}{\mu E}; \quad L = \sqrt{D\tau}$$

$$I)E < 0 - \textit{поле затягивает в неосвещенн ую часть основные носители}$$

$$\lambda < 0 \Rightarrow k_1 < 0; k_2 > 0$$

$$\delta p(x \to +\infty) = 0 \Rightarrow B = 0$$

$$\delta p(x) = \delta p(0) \exp\left(-\frac{x}{\square}\right)$$

$$\square = -\frac{1}{k_1} = \frac{1}{|\lambda|}\left(1 - \sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{L^2}}\right)$$

Глубина проникновения неравновесных дырок в область x>0 в этом случае меньше, чем в предыдущем, так как электрическое поле препятствует проникновению неравновесных носителей