

*Доклад по микро- и
оптоэлектронике.*

Студентки гр.21305

Васильевой Е.А.

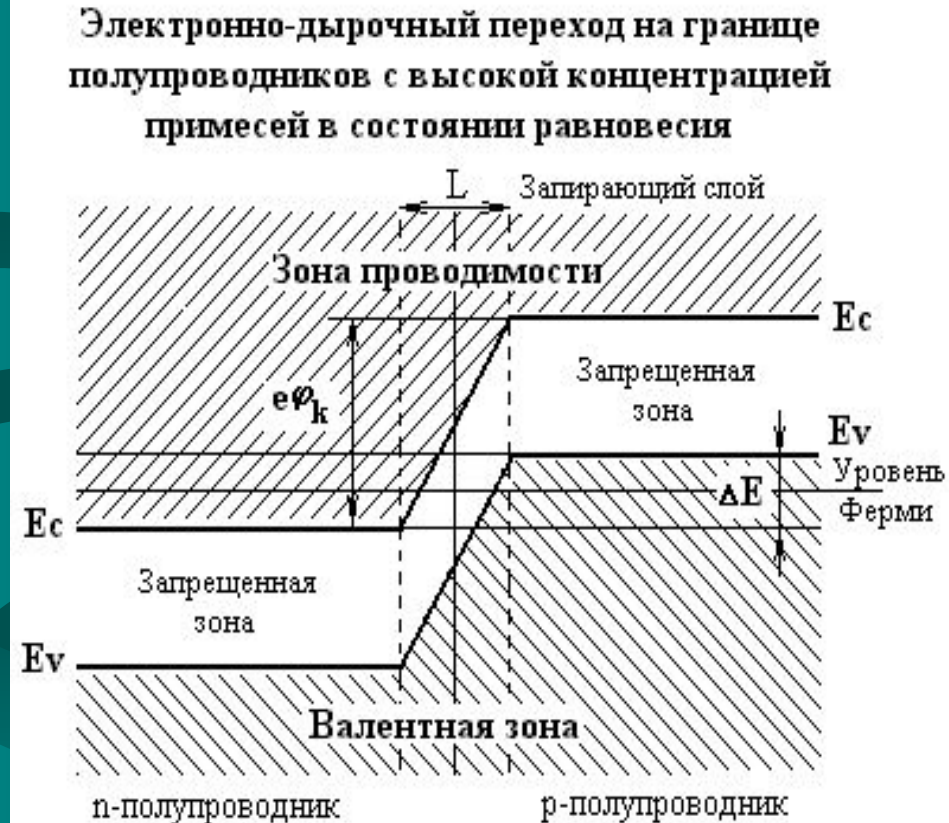
- *Туннельные диоды.*
- *Обращенные диоды.*
- *Переходные процессы.*

Туннельный диод.

- Первая работа, подтверждающая реальность создания туннельных приборов была посвящена туннельному диоду, называемому также диодом Есаки, и опубликована Л.Есаки в 1958 году. Есаки в процессе изучения внутренней полевой эмиссии в вырожденном германиевом р-п переходе обнаружил "аномальную" ВАХ: дифференциальное сопротивление на одном из участков характеристики было отрицательным. Этот эффект он объяснил с помощью концепции квантово-механического туннелирования и при этом получил приемлемое согласие между теоретическими и экспериментальными результатами.



- *Туннельным диодом* называют полупроводниковый диод на основе p^+-n^+ перехода с сильнолегированными областями, на прямом участке вольт-амперной характеристики которого наблюдается n -образная зависимость тока от напряжения.
- Как известно, в полупроводниках с высокой концентрацией примесей образуются примесные энергетические зоны. В n -полупроводниках такая зона перекрывается с зоной проводимости, а в p -полупроводниках – с валентной зоной. Вследствие этого уровень Ферми в n -полупроводниках с высокой концентрацией примесей лежит выше уровня E_c , а в p -полупроводниках ниже уровня E_v . В результате этого в пределах энергетического интервала $\Delta E = E_v - E_c$ любому энергетическому уровню в зоне проводимости n -полупроводника может соответствовать такой же энергетический уровень за потенциальным барьером, т.е. в валентной зоне p -полупроводника.



- Таким образом, частицы в n и p -полупроводниках с энергетическими состояниями в пределах интервала ΔE разделены узким потенциальным барьером. В валентной зоне p -полупроводника и в зоне проводимости n -полупроводника часть энергетических состояний в интервале ΔE свободна. Следовательно, через такой узкий потенциальный барьер, по обе стороны которого имеются незанятые энергетические уровни, возможно туннельное движение частиц. При приближении к барьеру частицы испытывают отражение и возвращаются в большинстве случаев обратно, но все же есть вероятность обнаружения частицы за барьером, в результате туннельного перехода отлична от нуля и плотность туннельного тока $j_t \neq 0$.
- Рассчитаем, чему равна геометрическая ширина вырожденного p - n перехода. Будем считать, что при этом сохраняется несимметричность p - n перехода (p^+ – более сильнолегированная область). Тогда ширина $p^+ - n^+$ перехода мала:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 2\phi_0}{qN_D}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 E_g}{qN_D}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1 \cdot 10^{-12} \cdot 1}{1.6 \cdot 10^{19}}} \sim 10^{-6} \text{ м} \sim 100 \text{ \AA}$$

- Дебройлевскую длину волны электрона оценим из простых соотношений:

$$E = \frac{\hbar^2 (2\pi)^2}{2m\lambda^2} = kT; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad E = kT = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}; \quad \lambda = \frac{2mkT}{h^2} = \frac{1}{h} \sqrt{2mkT}$$

$$\lambda = \frac{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}}{6,3 \cdot 10^{-34}} \sim 140 \text{ \AA}$$



Туннельный диод.

- Геометрическая ширина p^+-n^+ перехода оказывается **сравнима** с дебройлевской длиной волны электрона. В этом случае в вырожденном p^+-n^+ переходе можно ожидать проявления квантово-механических эффектов, одним из которых является туннелирование через потенциальный барьер. При узком барьере вероятность туннельного просачивания через барьер отлична от нуля!!!



Токи в туннельном диоде.

В состоянии равновесия суммарный ток через переход равен нулю.

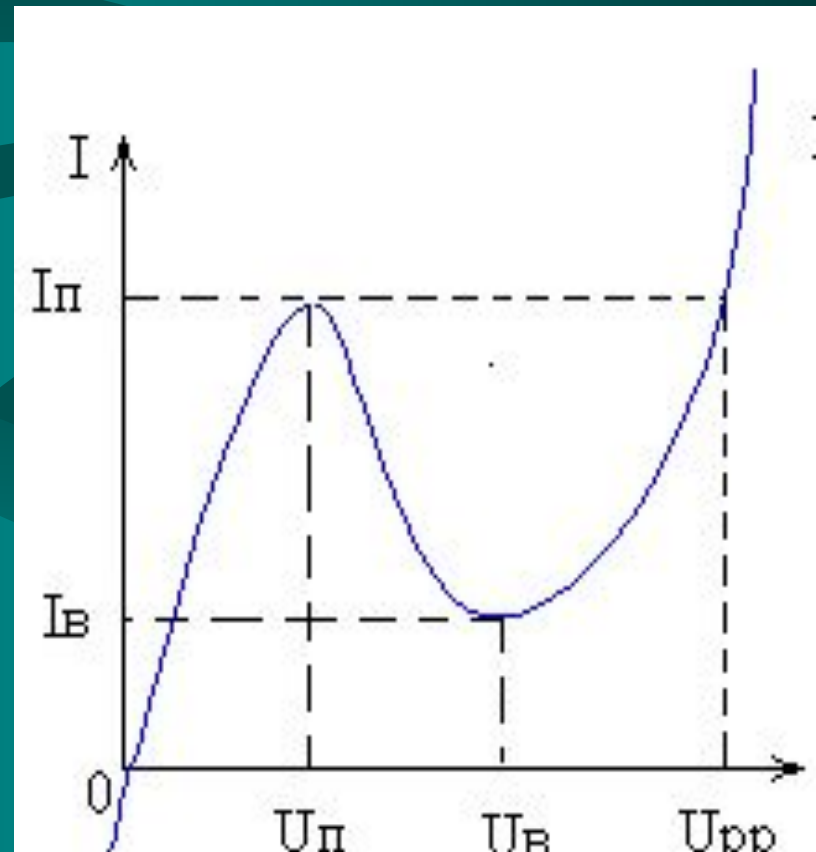
При подаче напряжения на переход электроны могут туннелировать из валентной зоны в зону проводимости или наоборот. Для протекания туннельного тока необходимо выполнение следующих условий:

- 1) энергетические состояния на той стороне перехода, откуда туннелируют электроны, должны быть заполнены;
- 2) на другой стороне перехода энергетические состояния с той же энергией должны быть пустыми;
- 3) высота и ширина потенциального барьера должны быть достаточно малыми, чтобы существовала конечная вероятность туннелирования;
- 4) должен сохраняться квазиимпульс. [Туннельный диод.swf](#)



Туннельный диод.

- В качестве параметров используются напряжения и токи, характеризующие особые точки ВАХ.
- Пиковый ток соответствует максимуму ВАХ в области туннельного эффекта. Напряжение $U_{\text{п}}$ соответствует току $I_{\text{п}}$.
- Ток впадины $I_{\text{в}}$ и $U_{\text{в}}$ характеризуют ВАХ в области минимума тока.
- Напряжение раствора $U_{\text{рр}}$ соответствует значению тока $I_{\text{п}}$ на диффузионной ветви характеристики.
- Падающий участок зависимости $I=f(U)$ характеризуется отрицательным дифференциальным сопротивлением $r_{\text{д}} = -dU/dI$, величину которого с некоторой погрешностью можно определить по формуле



$$r_{\text{д}} = - \frac{dU}{dI}$$

$$r_{\text{д}} = \frac{U_{\text{в}} - U_{\text{п}}}{I_{\text{п}} - I_{\text{в}}}$$

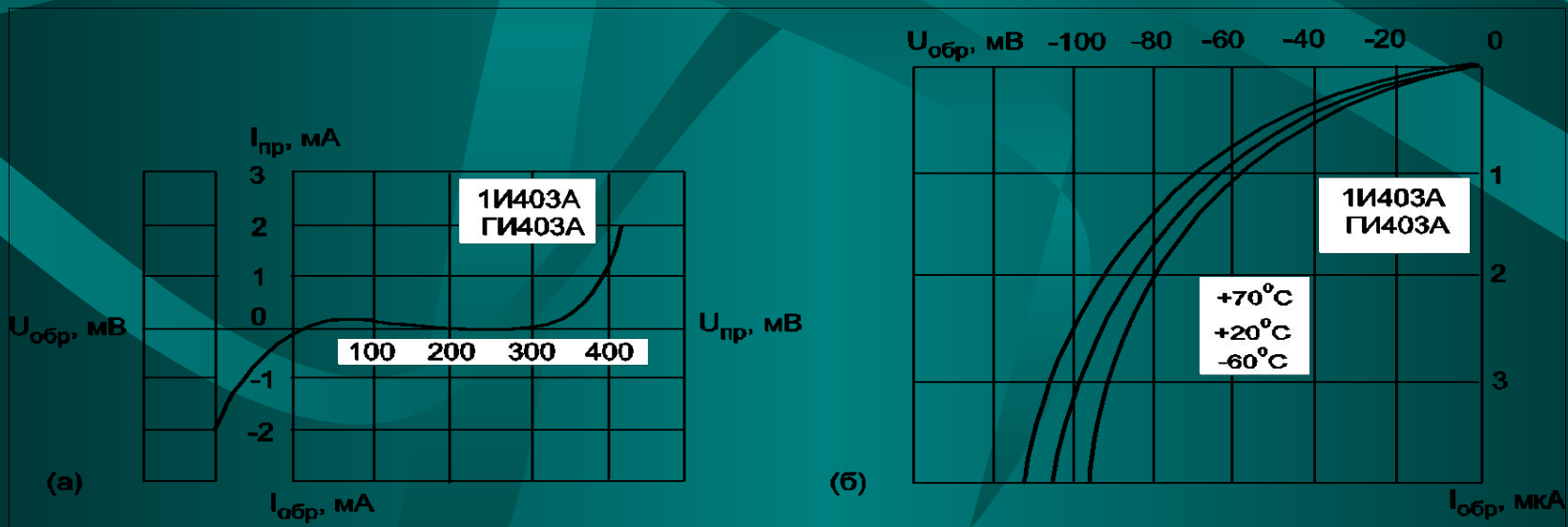




Обращенные диоды.

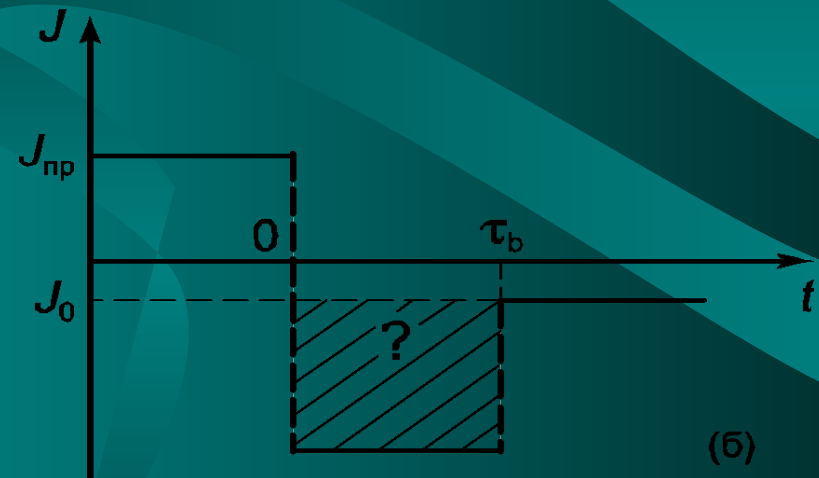
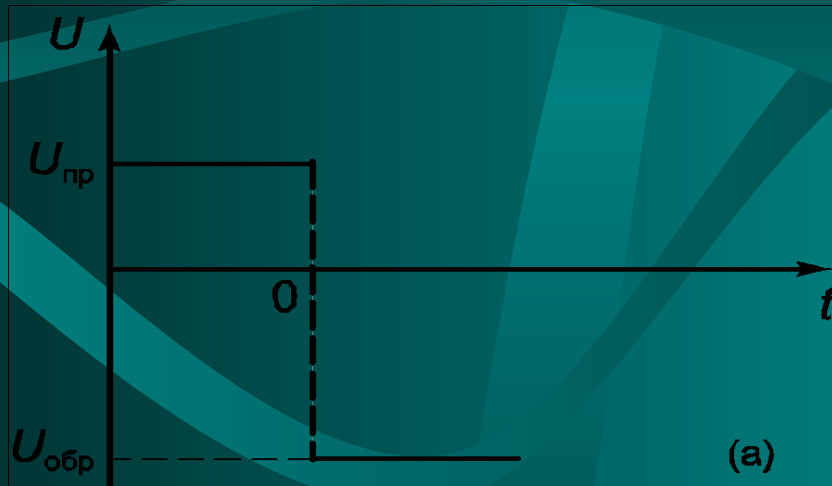
Рассмотрим случай, когда энергия Ферми в электронном и дырочном полупроводниках совпадает или находится на расстоянии $\pm kT/q$ от дна зоны проводимости или вершины валентной зоны. В этом случае вольт-амперные характеристики такого диода при обратном смещении будут точно такие же, как и у туннельного диода, то есть при росте обратного напряжения будет быстрый рост обратного тока. Что касается тока при прямом смещении, то туннельная компонента ВАХ будет полностью отсутствовать в связи с тем, что нет полностью заполненных состояний в зоне проводимости. Поэтому при прямом смещении в таких диодах до напряжений, больше или равных половине ширины запрещенной зоны, ток будет отсутствовать. С точки зрения выпрямительного диода вольт-амперная характеристика такого диода будет инверсной, то есть будет высокая проводимость при обратном смещении и малая при прямом. В связи с этим такого вида туннельные диоды получили название обращенных диодов.

Таким образом, обращенный диод – это туннельный диод без участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Высокая нелинейность вольт-амперной характеристики при малых напряжениях вблизи нуля (порядка микровольт) позволяет использовать этот диод для детектирования слабых сигналов в СВЧ-диапазоне.



Переходные процессы.

- При быстрых изменениях напряжения на полупроводниковом диоде на основе обычного $p-n$ перехода значение тока через диод, соответствующее статической вольт-амперной характеристике, устанавливается не сразу. Процесс установления тока при таких переключениях обычно называют переходным процессом. Переходные процессы в полупроводниковых диодах связаны с накоплением неосновных носителей в базе диода при его прямом включении и их рассасывании в базе при быстром изменении полярности напряжения на диоде. Так как электрическое поле в базе обычного диода отсутствует, то движение неосновных носителей в базе определяется законами диффузии и происходит относительно медленно. В результате кинетика накопления носителей в базе и их рассасывание влияют на динамические свойства диодов в режиме переключения.
- Рассмотрим изменения тока I при переключении диода с прямого напряжения U на обратное напряжение.



- В стационарном случае величина тока в диоде описывается уравнением
- После завершения переходных процессов величина тока в диоде будет равна J_0 .
- Рассмотрим кинетику переходного процесса, то есть изменение тока p - n перехода при переключении с прямого напряжения на обратное. При прямом смещении диода на основе несимметричного p - n перехода происходит инжекция неравновесных дырок в базу диода.
- Изменение во времени и пространстве неравновесных инжектированных дырок в базе описывается уравнением непрерывности:

$$J = J_0 \left(e^{\beta V_G} - 1 \right)$$

$$\frac{dp}{dt} + \frac{p - p_{n0}}{\tau_p} = D_p \frac{d^2 p}{dx^2}$$



Переходные процессы.

- В момент времени $t = 0$ распределение инжектированных носителей в базе определяется из диффузионного уравнения и имеет вид:

$$p(x) = (p_{n1} - p_{n0})e^{-\frac{x}{L_p}} + p_{n0}$$

- Из общих положений ясно, что в момент переключения напряжения в диоде с прямого на обратное величина обратного тока будет существенно больше, чем тепловой ток диода. Это произойдет потому, что обратный ток диода обусловлен дрейфовой компонентой тока, а ее величина в свою очередь определяется концентрацией неосновных носителей. Эта концентрация значительно увеличена в базе диода за счет инжекции дырок из эмиттера и описывается в начальный момент этим же уравнением.



Переходные процессы.

- С течением времени концентрация неравновесных носителей будет убывать, следовательно, будет убывать и обратный ток. За время t_2 , называемое временем восстановления обратного сопротивления, или временем рассасывания, обратный ток придет к значению, равному тепловому току.
- Для описания кинетики этого процесса запишем граничные и начальные условия для уравнения непрерывности в следующем виде.
- В момент времени $t = 0$ справедливо уравнение распределения инжектированных носителей в базе. При установлении стационарного состояния в момент времени $t \rightarrow \infty$ стационарное распределение неравновесных носителей в базе описывается соотношением:

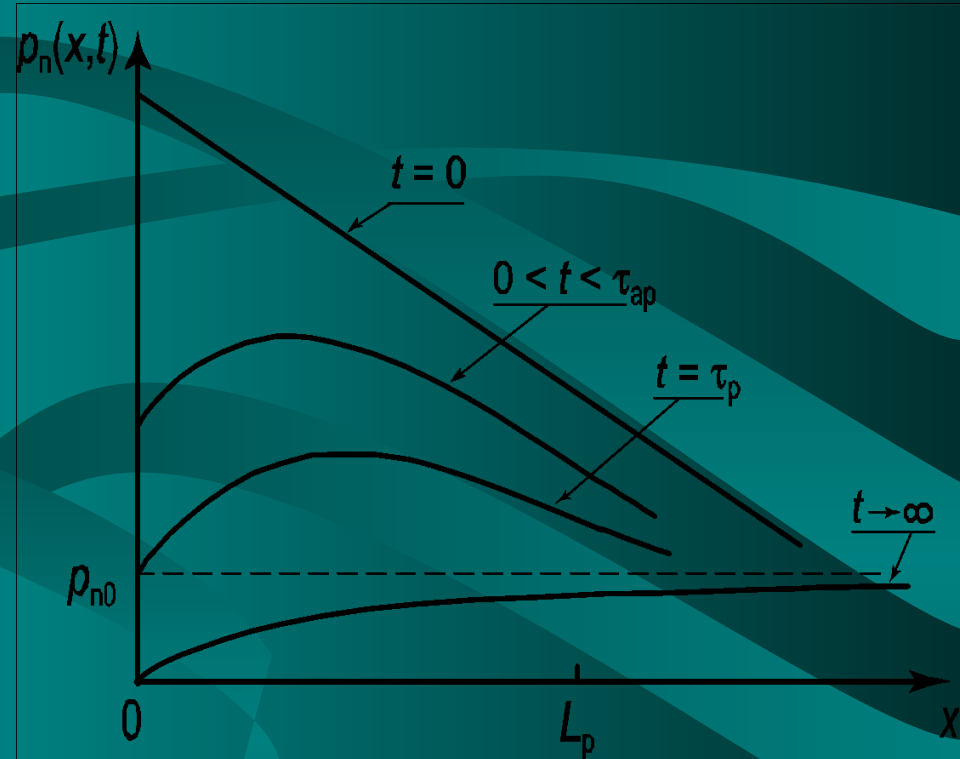
$$p = p_{n0} \left(1 - e^{-\frac{x}{L_p}} \right)$$



Переходные процессы.

- Обратный ток обусловлен только диффузией дырок к границе области пространственного заряда p - n перехода:
- Процедура нахождения кинетики обратного тока следующая. Учитывая граничные условия, решается уравнение непрерывности и находится зависимость концентрации неравновесных носителей в базе $p(x,t)$ от времени и координаты. На рисунке приведены координатные зависимости концентрации $p(x,t)$ в различные моменты времени.

$$j = -qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0}$$



Координатные зависимости концентрации $p(x,t)$ в различные моменты времени



Переходные процессы.

- Подставляя динамическую концентрацию $p(x,t)$, находим кинетическую зависимость обратного тока $J(t)$.
- Зависимость обратного тока $J(t)$ имеет следующий вид:

$$j = -j_{i0} \left[\frac{\exp(t/\tau)}{\sqrt{\pi t / \tau_p}} - \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}} \right]$$

Здесь $\operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}}$ – дополнительная функция распределения ошибок, равная

$$\operatorname{erfc}(z) = 1 - \operatorname{erf}(z) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-y^2) dy$$

Первое разложение дополнительной функции ошибок имеет вид:

$$\frac{1 - \exp(t/\tau)}{\sqrt{\pi t / \tau_p}}$$

Разложим функцию в ряд в случаях малых и больших времен: $t \ll \tau_p$; $t \gg \tau_p$.

Получаем:

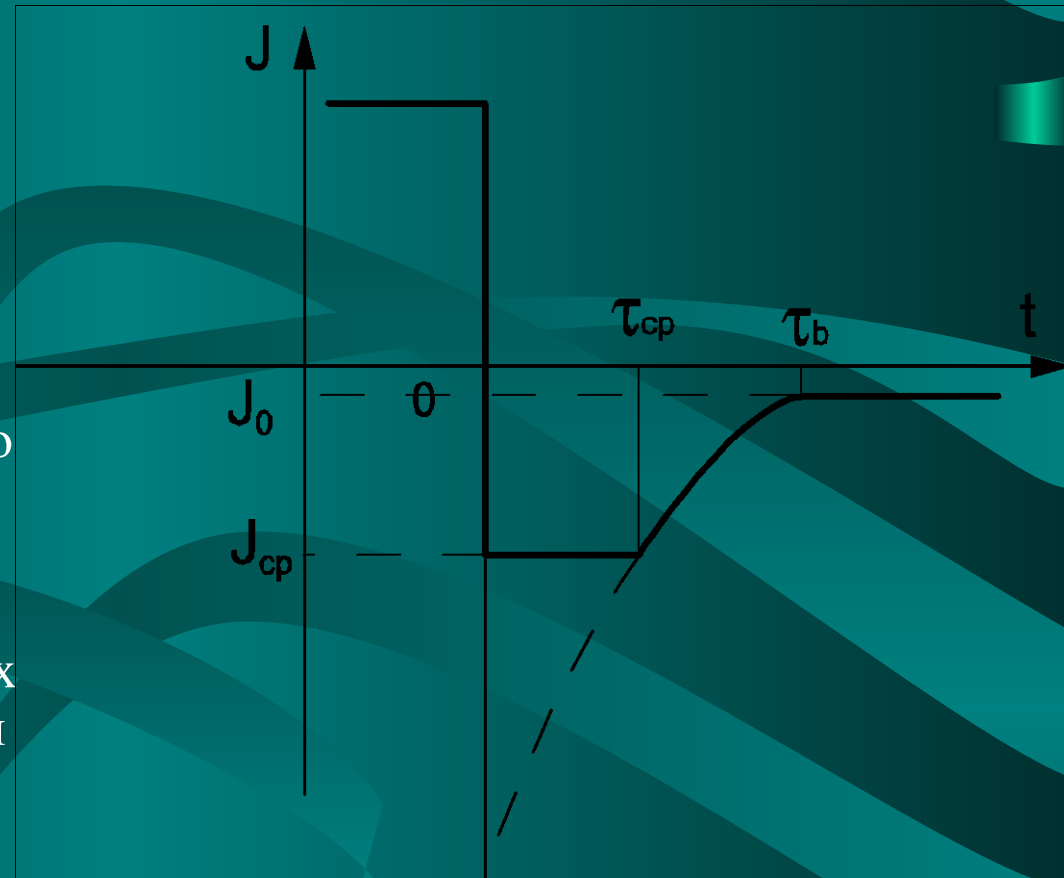
$$j = j_{i0} \frac{\exp(-t/\tau_p)}{2\sqrt{\pi} (t/\tau_p)^{3/2}} \quad (t \gg \tau_p) \quad j = j_{i0} \frac{1}{\sqrt{\pi t / \tau_p}} \quad (t \ll \tau_p)$$

Из этого соотношения следует, что в момент $t = 0$ величина обратного тока будет бесконечно большой. Физическим ограничением для этого тока будет служить максимальный ток, который может протекать через омическое сопротивление базы диода r_B при обратном напряжении U . Величина этого тока, называемого током среза J_{cp} , равна: $J_{cp} = U/r_B$.

Время, в течение которого обратный ток постоянен, называют временем



- Для импульсных диодов время среза $\tau_{\text{ср}}$ и время восстановления $\tau_{\text{в}}$ обратного сопротивления диода являются важными параметрами. Для уменьшения их значения существуют несколько способов. Во-первых, можно уменьшать время жизни неравновесных носителей в базе диода за счет введения глубоких рекомбинационных центров в квазинейтральном объеме базы. Во-вторых, можно делать базу диода тонкой для того, чтобы неравновесные носители рекомбинировали на тыльной стороне базы. [perpr_pn.swf](#)



Зависимость обратного тока от времени при переключении диода

