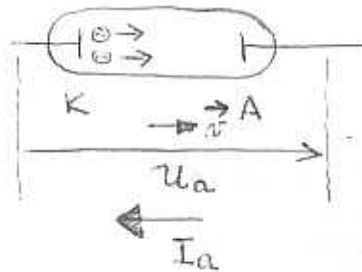
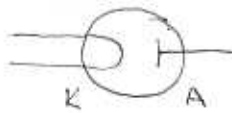


# VAKUOVÁ DIODA

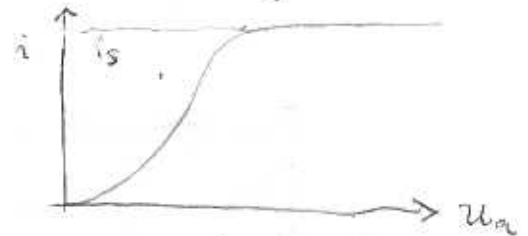
záporný prostorový náboj.

emise elektronů z katody (přímá, nepřímá žárovka)  
termoemise

emise elektronů s hustotou proudu  $i$

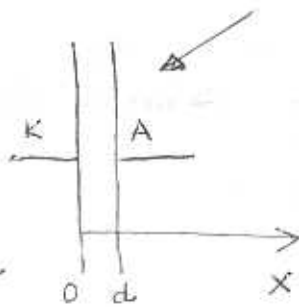


obecně:  
dioda = dvou elektrodový systém



V prostoru mezi elektrodami existuje elektrické pole a zároveň i elektronový oblak s hustotou  $\rho(\vec{r})$ .

Vzhledem k symetrii soustavy a homogenitě el. pole (uvážujeme malou vzdálenost ve srovnání s plochou elektrod.)



$\varphi(0) = 0$   
 $\varphi(d) = U_a$

lze napsat ~~le~~ Poissonovu rovnici v jednorozměrné úrovni tvaru:

$$(1) \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_0};$$

$\rho$  je záporné pro případ záporného prostorového náboje

pohybují-li se elektrony rychlostí  $\vec{v}(x)$ , lze pro hustotu proudu  $i$  napsat  $i = \vec{v}(x) \cdot \rho(x)$ ; přičemž rovnice kontinuity pro ustálený stav ( $\text{div} \vec{i} = 0$ ) vyžaduje  $i = \text{konst.}$

$$(2) \frac{d^2 \varphi}{dx^2} = - \frac{i}{v \cdot \epsilon_0}$$

Přibližně, že nebrj elektronů je  $(-e)$ , hmotnost  $(m)$ .  
elektrony opouštějí povrch katody se zanedbatelnou rychlostí.

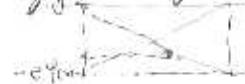
Zákon zachování energie:

$$\frac{m v(x)^2}{2} = e \cdot \varphi(x)$$

(kinetická energie elektronu se rovná uvolněné potenciální energii v poli!)

$$v = \left( \frac{2e\varphi}{m} \right)^{1/2}$$

$$\Delta W = 0 - (-e \cdot \varphi(x))$$



$$(3) \frac{d^2 \varphi}{dx^2} = - \frac{i}{\epsilon_0} \left( \frac{m}{2e} \right)^{1/2} \varphi^{-1/2}$$

$\frac{d\varphi}{dx}$  ← formálně uprosíme kvádrem integrací

konstantní člen při daném napětí  $U_a$  na anodě dává

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} \cdot \frac{d\varphi}{dx} = -\frac{i}{\epsilon_0} \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/2} \xi \varphi^{-1/2} \cdot \frac{d\varphi}{dx}$$

$$\int_0^x \frac{d}{dx} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{d\varphi}{dx} \cdot \frac{d\varphi}{dx} \right) \right] = \int_0^x -\frac{i}{\epsilon_0} \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/2} \frac{d}{dx} (\varphi^{1/2})$$

$$\varphi(x=0) = 0$$

$$\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=0} = 0$$

$$(4) \quad \frac{1}{2} \left( \frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = -\frac{i}{\epsilon_0} \left(\frac{2m}{e}\right)^{1/2} \cdot \varphi^{1/2}$$

$$\left( \frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = -\frac{i}{\epsilon_0} \left(\frac{8m}{e}\right)^{1/2} \cdot \varphi^{1/2}$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \left[ -\frac{i}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{8m}{e}} \right]^{1/2} \cdot \varphi^{1/4}$$

$$\varphi^{-1/4} d\varphi = \left[ -\frac{i}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{8m}{e}} \right]^{1/2} \cdot dx$$

$$\frac{4}{3} \cdot \varphi^{3/4}(x) = \left[ -\frac{i}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{8m}{e}} \right]^{1/2} x$$

$$\varphi^{3/4}(x) = \left[ -\frac{9i}{4\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \right]^{1/2} x$$

$$\varphi(x) = \left[ -\frac{9i}{4\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \right]^{2/3} x^{4/3}$$

$$U_a = \left[ -\frac{9i}{4\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \right]^{2/3} d^{4/3}$$

$$(5b) \rightarrow (-i) = \frac{4\epsilon_0}{9d^2} \sqrt{\frac{2e}{m}} U_a^{3/2}$$

znaménko  $(-i)$  káe proti směru

stabilizaci tj. ve směru rástku potenciálu. -

proč je kladný, je kladný elektron?

Proč? pokud  $\frac{d\varphi}{dx} > 0 \Rightarrow$

$-E(0) > 0$  - elektron

by byl z katody odtržen

$-E(0) < 0$  - elektron  
opurný spát na katodu

$\rightarrow$  u katody je velká rychlost  $\varphi$ ;  
Fermi hladina je přepřít, log. hustota  
průběhu a divoké nultou tuje noryceni  
střem (ve směru proudění je nultou a se  
intenzitou el. pole)

u odtržení katody je rychlost nej. proud.  
velký, je kladný je "kladný" elektron  
jeden.

musí se noryceni směru byl  $E(0)$   
velký směru, elektron noryceni  
s nulovou rychlostí

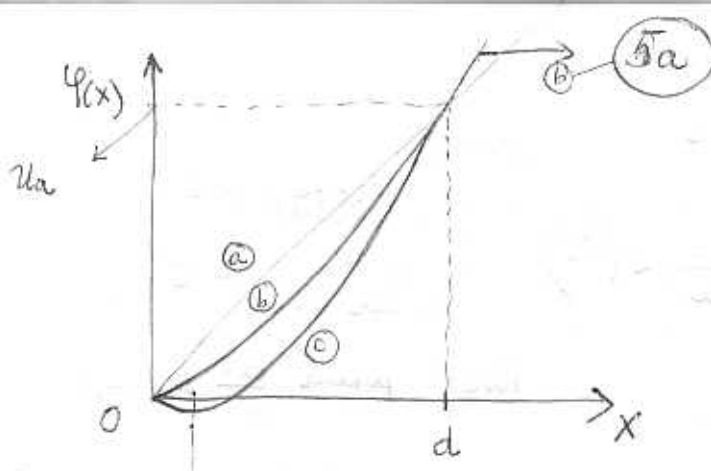
$$i = kvant. = n \cdot \rho$$

znaménko  $(-)$  souvisí s voltou

znaménko  $u\varphi$  i polární směru pro

absolutní vel. kat. , ke pol. směru +

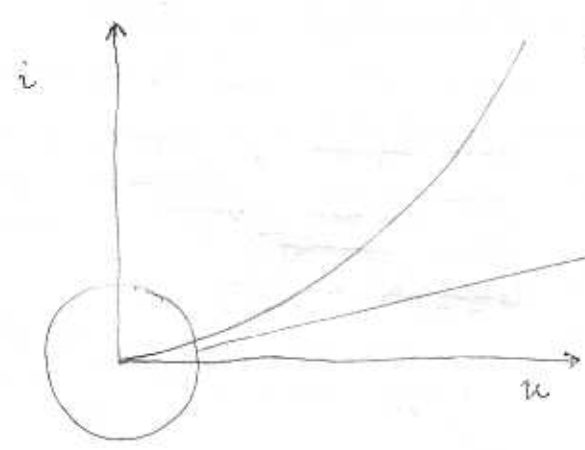
Podobným postupem lze odvodit, že  $i$  není veličinou elektrického jevu  $i \sim U_a^{3/2}$ !



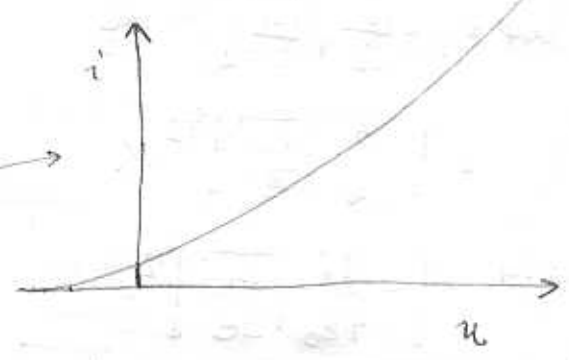
$\varphi(x) \sim i \cdot x^{4/3}$   
 podle přechodu, že elektrony opouštějí katodu s nulovou rychlostí.  
 → ve skutečnosti Maxwellova podmínka rychlosti → v dané hloubce vzniká velké množství, které elektrony přitahuje a dává jim kinetickou energii → viz závěrečná. ©

Za výsledek (a) odpovídá schéma ve předchozím úloze - obě elektrony jsou "středem"

Voltampérová charakteristika diody.

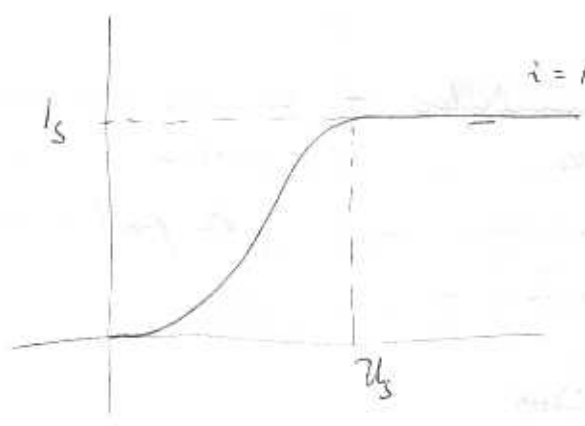


$i \sim u^{3/2}$  Langmuirův 3/2 zákon.



menší kinetická energie umožňuje elektrony epískopu, že i při nulovém nabití potencionálu není proud a (malá část) přitáhá dříve proud.

Nágyový stav:



$i = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}$

Elektrické pole stále odčítá rychlost elektrony, takže jak rychle, než se zvýší proudový útliv! Lustru proudy je stejná jako lustru elektrony, takže

# VEDENÍ PROUDU V KOVECH ; DRUDEHO MODEL

Ohmův zákon v diferenciálním tvaru:  $\vec{j} = \gamma \cdot \vec{E}$

Pro izotropní vodiče prochází, kde platí Ohmův zákon - nositelé náboje se pohybují (slabým působením makroskopického elektrického pole) střední rychlostí  $\langle \vec{v} \rangle$ , definujeme střední pohyblivost nositelů náboje -  $\mu$ :

$$\langle \vec{v} \rangle = \mu \cdot \vec{E} \quad [\mu] = \text{m}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$$

Makroskopická proudová hustota  $\vec{j} = n_0 \cdot q \cdot \langle \vec{v} \rangle$ , kde  $n_0$  je koncentrace volných nábojů  $q$

$$\vec{j} = n_0 \cdot q \cdot \mu \cdot \vec{E}, \quad \text{t.j.} \quad \gamma = n_0 \cdot q \cdot \mu$$

Uvažujeme "jednoduchý" případ ( $\vec{v} \sim \vec{E}$ , orientace střední (driftové) rychlosti  $\vec{v}_D$ )

Pohybová rovnice nositele náboje - elektronu - v daném prostředí bude:

$$m_e \left( \frac{dv_D}{dt} + \frac{v_D}{\tau} \right) = -eE \quad q=e$$

(elektrická síla)

hmotnost elektronu · zrychlení el.

člen vyjadřující brzdnou sílu - "odpor" prostředí

A) Řešme situaci, kdy je aplikováno v rovnováze, elektrické pole, elektrony se pohybují rychlostí  $\langle \vec{v} \rangle = \vec{v}_{D0}$  a vypneme el. pole. Po jisté době se ustálí nová rovnováha, kdy  $\langle \vec{v} \rangle = 0$ . Rovnice pro tuto situaci přejde ve tvar:

$$\frac{dv_D}{dt} = -\frac{v_D}{\tau}, \quad E=0! \quad \text{od doby } t_0=0$$

$$\frac{dv_D}{v_D} = -\frac{dt}{\tau} \Rightarrow \left[ \ln v_D \right]_{v_{D0}}^{v_D(t)} = -\frac{t-t_0}{\tau} \Rightarrow v_D(t) = v_{D0} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Driftová rychlost jde exponenciálně k nule, parametrem  $\tau$  je časová konstanta relaxace.  $\tau$  určuje střední volnou dráhu elektronu, pohybujícího se střední rychlostí  $v_{D0}$ .

B) Jaká je hustota  $v_{D0}$ ? Tato hustota je speciální  $\Rightarrow \frac{dv_D}{dt} = 0$

Rovnice přejde ve tvar:

$$m_e \frac{v_{D0}}{\tau} = -eE \quad \text{a} \quad v_{D0} = -\frac{eE\tau}{m_e} \quad \text{Pohyblivost } \mu_e = -\frac{e\tau}{m_e}$$

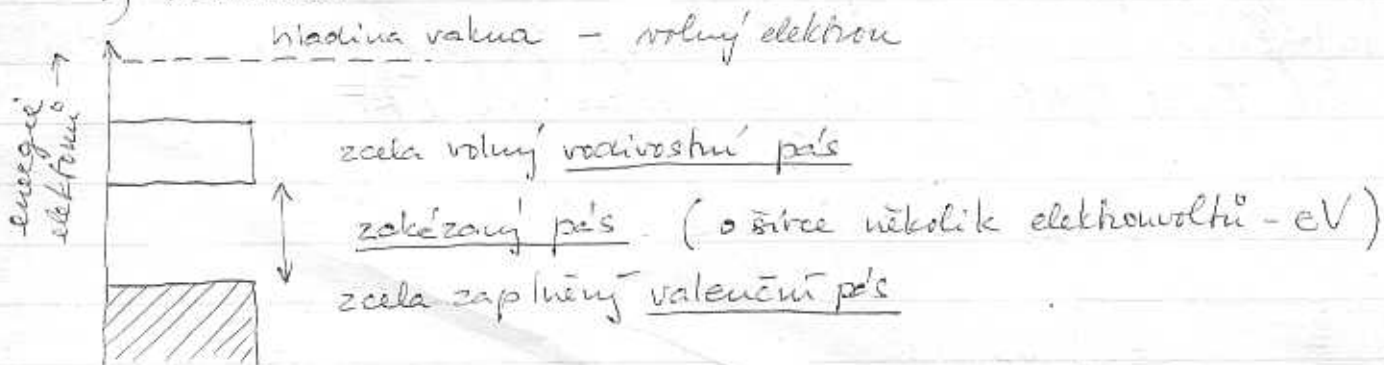
$$\text{a pro vodiče: } \gamma = n_0 \cdot e \cdot \mu_e = \frac{n_0 e^2 \tau}{m_e}$$

# PAŠOVÝ MODEL PEVNÉ LÁTKY

V důsledku interakce mezi atomy v pevné látce již elektrony ve vnějších slupkách elektronových obalů atomů nesehrávají na diskontinuálních hladinách energií - vznikají pásy dovolených energií (elektronových stavů). V důsledku velké koncentrace atomů v pevné látce jsou jednotlivé stavy elektronů od sebe vzdáleny o energii uměle měřítkem je  $kT$  ( $k$  - Boltzmannova konst.,  $T$  - abs. teplota) - při nepříteli udělné teplotě mohou elektrony díky tepelné energii snadno přecházet do nejbližšího nižšího nebo výššího stavu, pokud je ten volný!

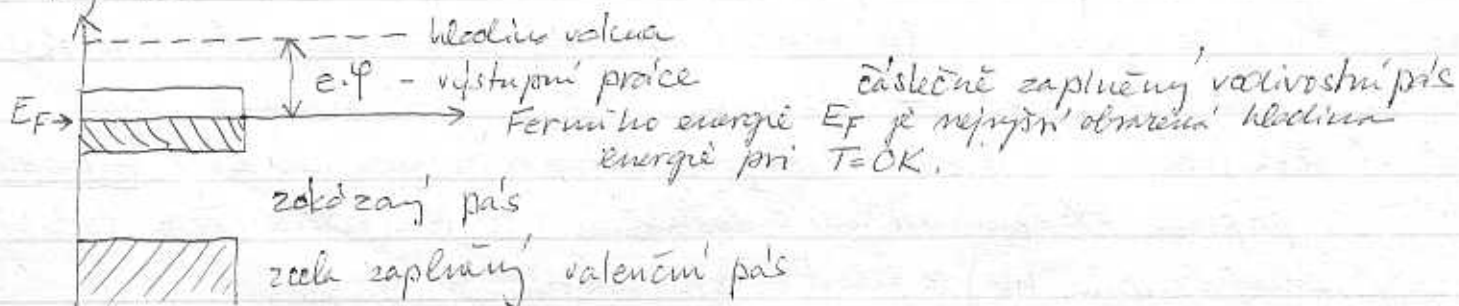
Elektrony jsou fermiony, platí pro ně Pauliho vylučovací princip a v pevné látce nemohou být dva fermiony ve stejném kvantovém stavu. Dané energetické schéma je dáno strukturou látky a typem atomů. Zjednodušeně lze pevné látky rozdělit na tři typy - podle toho, jaká je jejich elektronová pásová struktura:

## 1) Nevodiče.



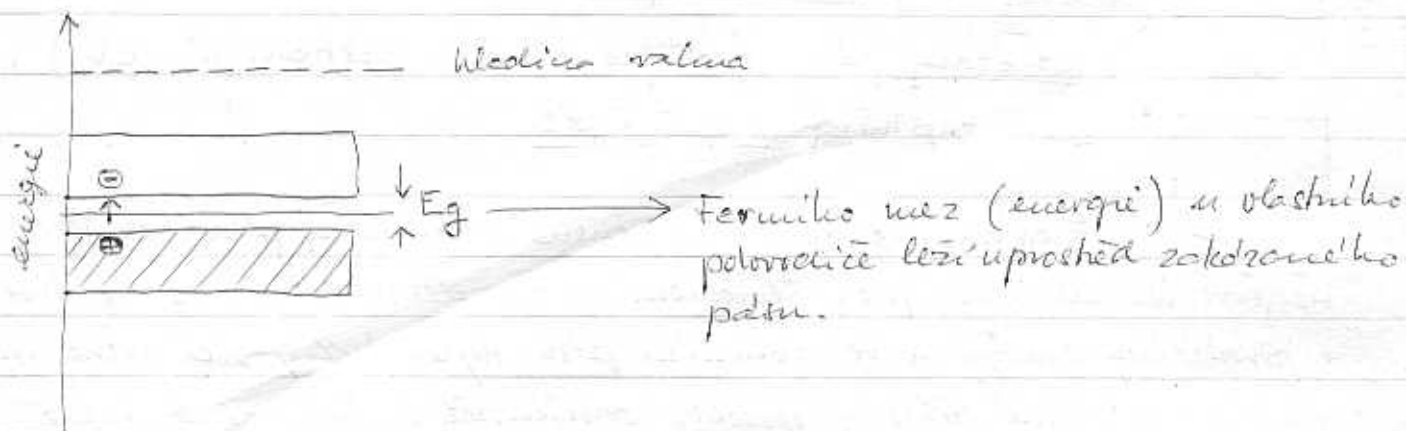
Elektrony ve zcela zaplněném valenčním páse nemohou "reagovat" na elektrické pole. Urychlením vlivem elektrického pole souvisí s přírůstkem energie a ve valenčním páse nejsou k dispozici volné stavy, které by urychlené elektrony mohly zaujmout. Materiál se tedy chová jako nevodiv.

## 2) Vodivě



V případě, že valenční pás, resp. pás dovolených energií je zaplněn pouze částečně - může část elektronů přejít do vyššího energetického stavu - do volných stavů nad Fermiho energií, které jsou k dispozici. Při teplotě  $T > 0K$  je část stavů nad Fermiho energií obsazena a část stavů pod Fermiho energií vyprázdněna. Jde o oblast odpovídající teplotnímu "rozmažání" energií - o šířce  $\sim kT$ . Vedení proudů je způsobeno elektrony z této oblasti. Takto se chová kov.

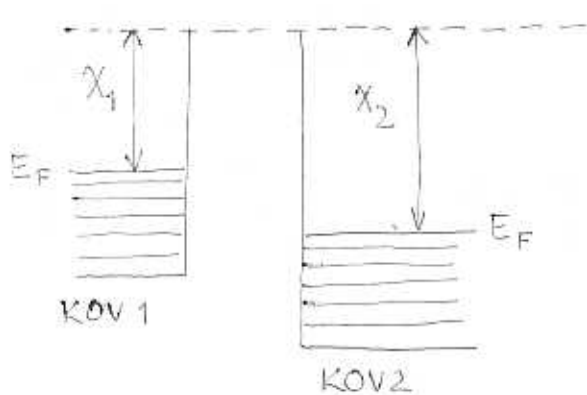
3. Vlastní polovodič. V případě, že látka má zcela obsazený valenční pás a neobsazený valenční pás, ale šířka zakázaného pásu je dostatečně malá  $< 1eV$ , může vlivem teplotních fluktuací dojít k přechodu části elektronů z oblasti horní hranice valenčního pásu do valenčního pásu. Takto vzniknou volné nosiče náboje ve vod. pásu, volné pozice ve valenčním pásu se podílí na přenosu náboje jako "díry" s efektivním kládžem nábojem. Koncentrace mobilní náboje je pro šířku zakázaného pásu  $E_g$  a teplotu  $T$  určená vřazem  $\sim e^{-\frac{E_g}{kT}}$ .



### EMISE ELEKTRONŮ Z PEVNÉ LÁTKY:

K tomu, aby elektron opustil pevnou látku, musí získat energii, která se rovná rozdílu energií mezi nejvyšce obsazeným hladisem a hladinnou valua - výstupní práce. Tato hodnota bývá většinou 4 - 6 eV. V případě zahřátí látky dochází k termoemisi, v případě osvětlení světlem o dostatečně malí vlnní délce (resp. dostatečné energii fotonů  $h\nu$ ) se jedná o fotemisi.

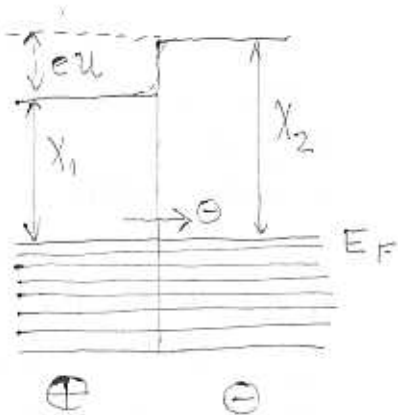
# KONTAKTNÍ POTENCIÁL



hladinová úroveň  $E=0$

2 kovy s rozdílnou výstupní prací

V kontaktu (spojení obou kovů) ve stavu termodynamické rovnováhy se úrovně Fermiho energie (chemický potenciál) vyrovnají!



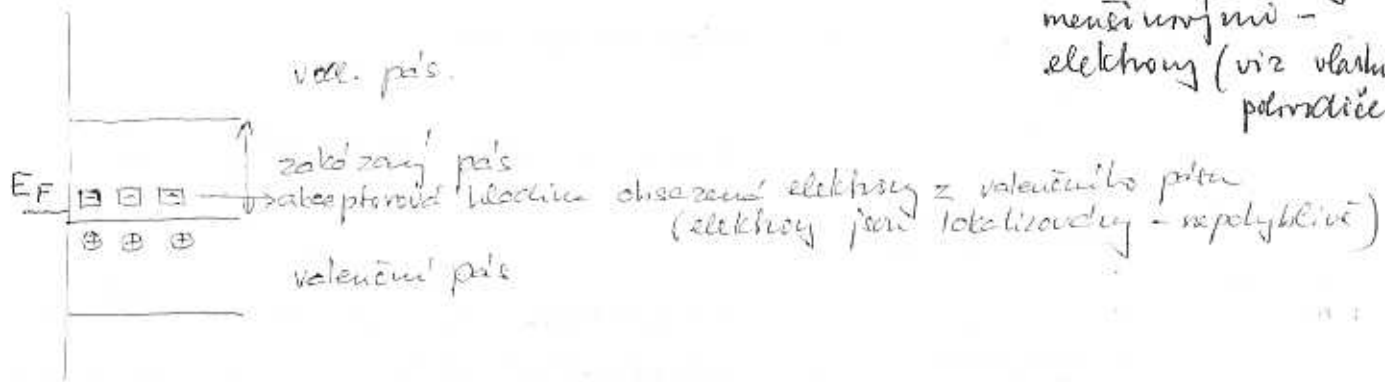
Při ustavení rovnováhy - na rozhraní materiálů musí (vzhledem k nutnosti směřování energie vůči hladině valence) vzniknout potenciál kovu s nižší výstupní prací. Tím se dosáhne přečíslením elektronů z kovu 1 do 2, kov 1 se stane kladně. Na rozhraní kovů vzniká valgová dvojvrstva - potenciální skok  $U = \frac{\chi_2 - \chi_1}{e}$  nazýváme

kontaktním potenciálem. Rozhraní je zárojkem elektrostatické síly. Závislost kontaktního potenciálu na teplotě se využívá pro měření teploty  $\rightarrow$  TERMOELEKTRICKÝ JEV, TERMOČLÁNEK,

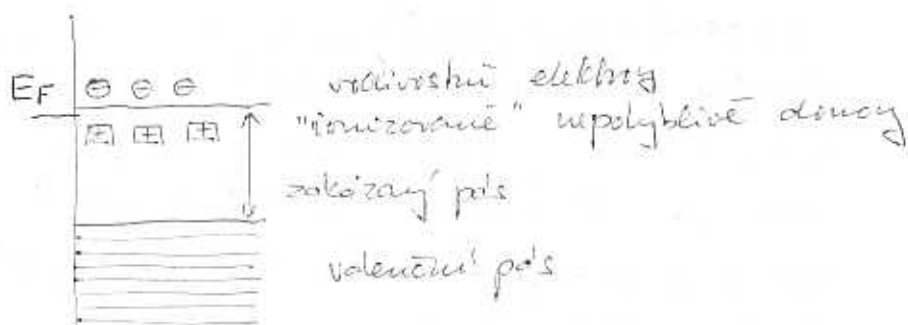
## NEVLASTNÍ POLOVODIČE

Původní struktura polovodičů se dá ovlivnit přidáním atomů (příměsí) jiných látek. Například křemík (valence IV) lze kombinovat s ~~trivalentními~~ trivalentními, nebo pětivalenčními prvky. Výsledkem jsou materiály, u kterých se nad horním valenčním pásem, resp. pod valenčním pásem - v těsné blízkosti vytvoří nové hladiny dovolující energii. Tzv. akceptorová hladina nad valenčním pásem se může zaplnit elektrony z valenčního pásu, resp. donorová hladina může naplnit elektrony do valenčního pásu. V obou případech dojde k zvýšení vodivosti. Valenční dírky ve valenčním pásem jsou charakteristické pro polovodič typu P, volné elektrony ve vod. pásem mají polovodič typu N.

Polovodič typu P (Si dopovaný B, Ga, In), většinou mi usitelem proudů jsou díry, menší množství - elektrony (viz vlastní polovodič)

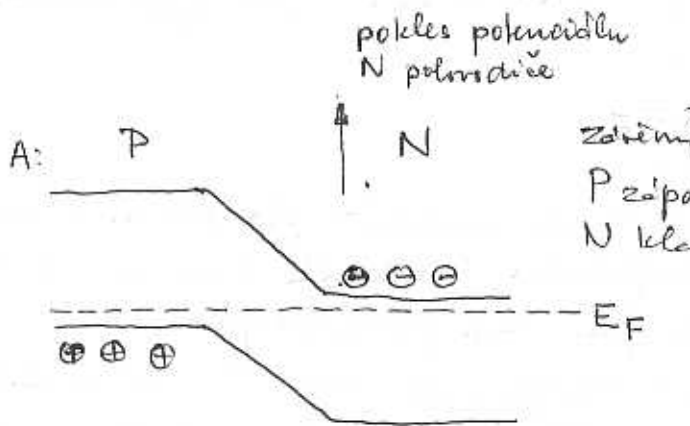
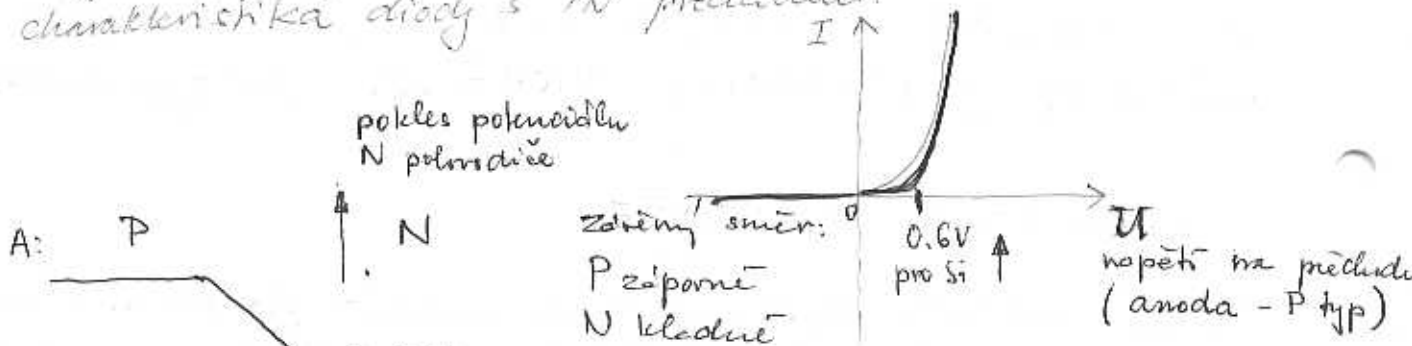


Polovodič typu N (Si + Sb, P)



V polovodiči N jsou majoritními usitelem proudů elektrony, existují zde i díry, (viz vlastní polovodič). Ty tvoří menší množství usitelem proudů

Polovodiče P a N jsou základem tzv. PN přechodu - který se vyznačuje usměrňovacím efektem. Voltampérová charakteristika diody s PN přechodem:



propustný směr, P má kladný potenciál, N záporný

